



TITLE:

磁場中の気体における光の第二高調波発生(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

打木, 久雄

CITATION:

打木, 久雄. 磁場中の気体における光の第二高調波発生. 京都大学, 1979, 理学博士

ISSUE DATE:

1979-11-24

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k2285>

RIGHT:

学位申請論文

打木久雄

理
318 函

主論文

磁場中の気体における光の第二高調波発生

打木久雄

要旨

一般に反転対称性をもつ物質においては電気双極子遷移による二次の光学過程は偶奇性により禁止されている。更に高次の電気四重極や磁気双極子遷移を考慮すると偶奇性からは禁止されないが、二つの平行な光による励起では位相整合条件を満足する方向への輻射成分をもたないため、やはり二次の光学過程は禁止される。これに対して、もし外場として横磁場を加えると、誘起された電気四重極子能率が磁場の回りに回転し、位相整合方向への輻射成分をもつようになるため、二次の光学過程が可能になることを我々は見出した。そこで本論文では気体原子の電気四重極子能率による光の第二高調波発生の実験及び理論的考察について論ずる。

理論的考察によると、蒸気密度を N 、励起光電場を E 、波動ベクトルを k 、横磁場を H とすると、弱磁場では第二高調波の有効分極は $N k \cdot (\vec{E} \times \vec{H}) \vec{E}$ に比例する。従って第二高調

波光は入射光と同一の偏光をもち、光電場と磁場のなす角を θ とすると第二高調波光強度は $(NE^2H\sin\theta)^2$ に比例する。高磁場になると磁場の高次の項が無視できなくなり、その結果第二高調波光強度の飽和と偏光の回転が起こることが期待される。

このような効果を実験的に確認するため、色素レーザーによりナトリウム蒸気の $3S-3D$ 遷移を二光子共鳴励起し、ナトリウム蒸気からの第二高調波光を観測した。実験では、約 100 G 以下の弱磁場の場合、理論から期待される $(NE^2H\sin\theta)^2$ 特性を示すことが確認された。更に 1.5 kG までの高磁場中における実験では第二高調波強度の飽和と偏光の回転が観測され、原子準位の超微細構造と緩和を考慮した理論計算とほぼ一致する結果が得られた。

又 この磁場中の第二高調波発生の分光的応用の一つとして 緩衝気体による二光子コヒーレンスの横緩和時間の測定を行い、双極子禁止準位間の横緩和時間の測定法として有

用であることを示した。

目 次

序

第 1 章 磁場中のアルカリ原子気体における第二高調波の発生 - 理論的計算

§ 1-1 超微細構造を考慮しない場合

1-1-1 弱磁場の場合

1-1-2 強磁場の場合

1-1-3 $\gamma_c = \gamma_a$ の場合

§ 1-2 磁場中のアルカリ原子の電気四重極モーメント

1-2-1 基底状態の波動関数

1-2-2 励起 d 状態の固有状態

1-2-3 $3P_{\frac{1}{2}}$ 状態について

1-2-4 電気四重極モーメントの計算

§ 1-3 入射光の波長幅を考慮した場合

1-3-1 入射光のハルズ幅 $\gg \gamma_a$ の場合

1-3-2 入射光の波長幅を考慮した場合

第 2 章 磁場中のナトリウム蒸気における四重極第二高調波発生 - 実験

§ 2-1 実験装置

2-1-1 色素レーザー

2-1-2 ヒートパイプオープン

2-1-3 実験配置

§ 2-2 第二高調波光の観測

2-2-1 気体密度依存性

2-2-2 入射光強度依存性

2-2-3 磁場強度依存性

2-2-4 入射光の偏光依存性

第3章 強磁場における第二高調波の観測

§ 3-1 実験装置

3-1-1 N_2 レーザー励起色素レーザー

3-1-2 ヒートパイプ温度調節器

3-1-3 パルス波形積分器

3-1-4 実験配置

§ 3-2 強磁場における第二高調波の観測

3-2-1 磁場強度依存性

3-2-2 第二高調波の偏光の回転

第4章 分光的应用 - Ar-Na Pressure Broadening 係数の測定

第5章 子とめ

謝辞

付録1 (25)式の導出

付録2 (37)式の導出

付録3 (92)式の導出

序

1960年代始めレーザーの発明によって非線型光学あるいは量子光学とよばれる分野の実験的研究が可能になり、これまでに様々な非線型現象の研究が行われてきた。第二高調波発生及び和差周波数発生等の二次の光学過程は最低次の非線型現象であるため早くから研究がなされ、KDP等の変換効率50%にも達する結晶が見出され、現在では光波長変換用に使われている。一方、原子気体のように巨視的な反転対称性をもつ系では電気双極子輻射による二次光学過程は偶奇性により一般に禁止されている。電気双極子より高次の磁気双極子や電気四重極からの輻射を考慮すると偶奇性からは禁止されない。同一直線上にない物質中で交叉する二つの光による励起の場合には、コヒーレントな輻射を得るために必要な位相整合条件を満たす方向への輻射成分をもつ電気四重極が誘起され、和周波発生⁽¹⁾が観測されている。同一直線上にある二

つの光による励起の場合には、位相整合条件を満たす方向への輻射成分は角運動量保存性により存在しないため、第二高調波は発生しない。そこで外場として(静)磁場を加える。ローモア歳差と類似して磁場の回りに電気四重極が回転し、位相整合条件を満たす方向に輻射成分をもつようになり、気体においても第二高調波の発生が可能になることを我々は見出した。また、我々とは独立に A. Flusberg^[2]らは磁場中のタリウム蒸気の $6^2P_{3/2} - 6^2P_{1/2}$ 遷移と同一直線上にある二つの光により励起し磁気双極子差周波発生を観測している。これは磁気双極子の回転として理解することができ。

本論文では第1章において磁場中のアルカリ原子気体における第二高調波発生について理論的計算を行なう。1-1節では超微細構造を考慮しない簡単な系について考察し、第二高調波発生の基本的な特徴を明らかにする。1-2, 3節では超微細構造を考慮し、実験

結果と直接比較しうる量を計算する。第2章では約100 G以下の弱磁場中での第二高調波発生の実験を行い、第1章で得られた第二高調波の特徴を実験的に確認する。第3章では磁場強度約1.5 kGまでの磁場中で第二高調波を観測し、第1章から期待された第二高調波強度の飽和と偏光の回転を観測する。第4章では第二高調波発生分光的应用として横緩和定数の測定について述べる。

第1章 磁場中のアルカリ原子気体における第二高調波の発生 - 理論的計算

角周波数 ω で y 方向に進む光によって作られる原子の電気四重極モーメントを求める。

静磁場 H は z 方向に加えられているとする。

原子の密度行列 ρ の運動方程式は

$$i\hbar \frac{d\rho}{dt} = [H, \rho] \quad (1)$$

で与えられる。ここに

$$H = H_0 + V$$

$$H_0 = H_{\text{atom}} + \frac{e\hbar}{2mc} (L_z + 2S_z) H \quad (2)$$

$$V = -\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}(t)$$

H_{atom} は外場のない場合の原子のハミルトニアン、 e は電子電荷、 \hbar はプランク定数を 2π で割ったもの、 m は電子質量、 c は光速、 L_z は電子軌道角運動量の z 成分、 S_z は電子スピン角運動量の z 成分、 \mathbf{P} は双極子モーメント、 $\mathbf{E}(t)$ は入射光電場を表わす。

原子の三準位系を考へ、 H_0 の固有状態を $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$. 固有エネルギーを夫々 E_a , E_b , E_c

($E_a < E_b < E_c$) とする。入射光は $|b\rangle$ 状態を中間状態として準位 a, c 間を二光子共鳴励起し、 a, c 間に電気四重極モーメントを誘起するものとする。アルカリ原子の場合、三準位 a, b, c は夫々 (基底) s 状態、 p 状態、 d 状態に対応する。

(1) 式を行列要素に書き下すと、

$$i\hbar \frac{d\rho_{ca}}{dt} = (E_c - E_a)\rho_{ca} + V_{cb}\rho_{ba} - \rho_{cb}V_{ba} - i\hbar \frac{\rho_{ca}}{T_{ca}}$$

$$i\hbar \frac{d\rho_{ba}}{dt} = (E_b - E_a)\rho_{ba} + V_{ba}\rho_{aa} + V_{bc}\rho_{ca} - \rho_{bb}V_{ba} - i\hbar \frac{\rho_{ba}}{T_{ba}} \quad (3)$$

$$i\hbar \frac{d\rho_{cb}}{dt} = (E_c - E_b)\rho_{cb} + V_{cb}\rho_{bb} - \rho_{cc}V_{cb} - \rho_{ca}V_{ab} - i\hbar \frac{\rho_{cb}}{T_{cb}}$$

ここで

$$\rho_{ca} = \tilde{\rho}_{ca} e^{-2i\omega t}$$

$$\rho_{cb} = \tilde{\rho}_{cb} e^{-i\omega t}$$

$$\rho_{ba} = \tilde{\rho}_{ba} e^{-i\omega t}$$

によって定義される密度行列 $\tilde{\rho}_{ij}$ を使い、回転波近似を行って上式を書き直すと、

$$i\hbar \frac{d\tilde{\rho}_{ca}}{dt} = \hbar(\omega_{ca} - 2\omega)\tilde{\rho}_{ca} + V_{cb}\tilde{\rho}_{ba} - \tilde{\rho}_{cb}V_{ba} - i\hbar \frac{\tilde{\rho}_{ca}}{T_{ca}} \quad (5)$$

$$i\hbar \frac{d\tilde{P}_{ba}}{dt} = \hbar(\omega_{ba} - \omega) \tilde{P}_{ba} + V_{ba}^- P_{aa} + V_{bc}^+ \tilde{P}_{ca} - P_{bb} V_{ba}^- - i\hbar \frac{\tilde{P}_{ba}}{T_{ba}} \quad (6)$$

$$i\hbar \frac{d\tilde{P}_{cb}}{dt} = \hbar(\omega_{cb} - \omega) \tilde{P}_{cb} + V_{cb}^- P_{bb} - P_{cc} V_{cb}^- - \tilde{P}_{ca} V_{ab}^+ - i\hbar \frac{\tilde{P}_{cb}}{T_{cb}} \quad (7)$$

但し ω_{ij} , V^- , V^+ は

$$\omega_{ij} = (E_i - E_j) / \hbar$$

$$V = V^- e^{-i\omega t} + V^+ e^{i\omega t} \quad (8)$$

により定義される量である。

中間状態とは非共振で

$$\frac{d\tilde{P}_{ba}/dt}{\tilde{P}_{ba}} \ll \omega_{ba} - \omega \quad (9)$$

$$\frac{d\tilde{P}_{cb}/dt}{\tilde{P}_{cb}} \ll \omega_{cb} - \omega$$

であるときには、(6)(7)式より

$$\tilde{P}_{ba} = \frac{V_{ba}^- P_{aa} + V_{bc}^+ \tilde{P}_{ca} - P_{bb} V_{ba}^-}{\hbar(\omega - \omega_{ba} + i/T_{ba})} \quad (10)$$

$$\tilde{P}_{cb} = \frac{V_{cb}^- P_{bb} - P_{cc} V_{cb}^- - \tilde{P}_{ca} V_{ab}^+}{\hbar(\omega - \omega_{cb} + i/T_{cb})} \quad (11)$$

これを式(5)に代入して

$$i\hbar \frac{d\tilde{P}_{ca}}{dt} = \hbar(\omega_{ca} - 2\omega - i/T_{ca}) \tilde{P}_{ca}$$

$$+ \frac{V_{cb}^- V_{b'a}^- P_{aa} + V_{cb}^- V_{b'c}^+ \widetilde{P}_{ca} - V_{cb}^- P_{b'b''} V_{b''a}^-}{\hbar(\omega - \omega_{b'a} + i\Gamma_{b'a})} - \frac{V_{cb}^- P_{b'b'} V_{b'a}^- - P_{cc'} V_{c'b}^- V_{b'a}^- - \widetilde{P}_{ca} V_{a'b}^+ V_{b'a}^-}{\hbar(\omega - \omega_{cb'} + i\Gamma_{cb'})} \quad (12)$$

但し $\Gamma_{ca} = \Gamma_{ca}^{-1}$, $\Gamma_{cb} = \Gamma_{cb}^{-1}$, $\Gamma_{ba} = \Gamma_{ba}^{-1}$ とした。

入射光が加えられる以前の原子の初期状態は基底状態のサブレベル間の対角要素のみ存在し、他の成分はゼロものとする。すなわち

$$P_{aa'} = P_{bb'} = P_{cc'} = P_{cb} = P_{ba} = 0 \quad (a \neq a') \quad (13)$$

$$P_{aa} \neq 0$$

この仮定のもとに、(12)式を V の次数で分けて書くと

$$i\hbar \frac{d\widetilde{P}_{ca}}{dt} = \hbar(\omega_{ca} - 2\omega - i\Gamma_{ca}) \widetilde{P}_{ca} + \frac{V_{cb}^- V_{b'a}^- P_{aa}}{\hbar(\omega - \omega_{b'a} + i\Gamma_{b'a})} + O(V^4) \quad (14)$$

4次の項は無視すると

$$\widetilde{P}_{ca}(t) = \int_{t_0}^t e^{i(2\omega - \omega_{ca} + i\Gamma_{ca})(t-t')} \frac{V_{cb}^-(t') V_{b'a}^-(t') P_{aa}(t')}{i\hbar^2(\omega - \omega_{b'a} + i\Gamma_{b'a})} dt' \quad (15)$$

Q を電気四重極モメント演算子とすると

$$Q = -e(kr - \frac{\hbar \cdot k}{3} u) \quad (16)$$

但し ω は単位テンソル成分。

Q の期待値を $\langle Q \rangle$ とする。

$$\begin{aligned}\langle Q \rangle &= \text{Tr}(\rho Q) = \sum_{ia} \rho_{ia} Q_{ac} + \text{c.c.} \\ &= \sum_{ia} \tilde{\rho}_{ia} Q_{ac} e^{-2i\omega t} + \text{c.c.}\end{aligned}\quad (17)$$

振幅の部分を $\langle \widetilde{Q} \rangle$ とする。

$$\begin{aligned}\langle \widetilde{Q} \rangle &\equiv \sum_{ia} \tilde{\rho}_{ia} Q_{ac} \\ &= \sum_{\substack{ia \\ b'}} \int_{t_0}^t e^{i(2\omega - \omega_{ia} + i\Gamma_{ia})(t-t')} \frac{V_{cb'} V_{b'a} \rho_{aa} Q_{ac}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{b'a} + i\Gamma_{b'a})} dt'\end{aligned}\quad (18)$$

Q の球面テンソル成分を Q_q とする。

$$Q_0 = -\sqrt{\frac{3}{2}} Q_{zz}$$

$$Q_{\pm 1} = \pm (Q_{xz} \pm i Q_{yz})\quad (19)$$

$$Q_{\pm 2} = -\frac{1}{2} (Q_{xx} - Q_{yy} \pm 2i Q_{xy}).$$

Q_q の期待値を求めるために次式で定義される量 A_q を求める。

$$A_q \equiv V_{cb'} V_{b'a} (Q_q)_{ac}\quad (20)$$

入射光電場 $E(t)$ を

$$E(t) = \mathcal{E}(t) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (21)$$

とすると、 V^- の定義式 (8) より

$$V^- = -P \cdot E(t)$$

$$= e r \cdot \mathcal{E}(t)$$

$$= e \sum_f (-1)^{1-f} r_f \mathcal{E}_f \quad (22)$$

但し r_f , \mathcal{E}_f は r , \mathcal{E} の球面テンソル成分。

1 - 1 超微細構造を考慮しない場合

H_0 の固有状態が全角運動量 $J (= L + S)$ の大きさが J とその z 成分 m により記述できるとする。

この場合には (20) 式の A_q は

$$A_q = e^2 \langle c J_c m_c | H \cdot E | b J_b m_b \rangle \langle b J_b m_b | H \cdot E | a J_a m_a \rangle \times$$

$$\times \langle a J_a m_a | Q_q | c J_c m_c \rangle$$

$$= e^2 \sum_{q_1 q_2} (-1)^x \frac{-q_1 - q_2 + [J_c, J_b] + [J_b, J_a] + [J_a, J_c] - m_c - m_b - m_a}{x}$$

$$\times \begin{pmatrix} J_c & 1 & J_b \\ -m_c & -q_1 & m_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_b & 1 & J_a \\ -m_b & -q_2 & m_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2}$$

$$\times (r)_{J_b}^{J_c} (r)_{J_a}^{J_b} (Q)_{J_c}^{J_a} \quad (23)$$

ここで $[J_i, J_j]$ は J_i, J_j のうち大きいもの。

$(r)_{J_a}^{J_b}, (Q)_{J_c}^{J_a}$ は夫々 r, Q の縮約行列要素。

ε_q は

$$\varepsilon_0 = i \varepsilon_z$$

$$\varepsilon_{\pm} = \mp \frac{i}{\sqrt{2}} (\varepsilon_x \pm i \varepsilon_y) \quad (24)$$

で与えられる 1 階の球面テンソル成分,

$$\begin{pmatrix} J_c & 1 & J_b \\ -m_c & -q_1 & m_b \end{pmatrix} \text{等は ウィグナーの 3j 記号である.}$$

$A_q \in m_b$ について和をとると

$$\sum_{m_b} A_q = e^2 (-1)^{[J_c, J_b] + [J_b, J_a] + [J_a, J_c] + J_a + J_b + J_c}$$

$$\times \left[\sqrt{5} (\varepsilon\varepsilon)_{2q} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ J_a & J_b & J_c \end{Bmatrix} \right.$$

$$\left. + (\varepsilon\varepsilon)_{0q} \begin{pmatrix} J_a & 0 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ J_a & J_b & J_c \end{Bmatrix} \right] \times$$

$$\times r r Q$$

(25)

ここで $(\varepsilon\varepsilon)_{kq}$ は

$$(\varepsilon\varepsilon)_{kq} = (-1)^q \sqrt{2k+1} \sum_{q_1, q_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ q_1 & q_2 & -q \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2} \quad (26)$$

により定義される k 階テンソルの q 成分。

固有エネルギー - E_c , E_a は磁気回転比 γ を用いて

$$E_c = E_c^0 + \hbar \gamma_c m_c H$$

(27)

$$E_a = E_a^0 + \hbar \gamma_a m_a H$$

と表わされるとき

$$\omega_{ca}^0 = (E_c^0 - E_a^0) / \hbar \quad \text{と } \delta = \Gamma + i\Gamma^*$$

$$\begin{aligned} \omega_{ca} &= \omega_{ca}^0 + (\gamma_c m_c - \gamma_a m_a) H \\ &= \omega_{ca}^0 + \delta H \end{aligned} \quad (28)$$

但し $\delta = \gamma_c m_c - \gamma_a m_a$ 。

(25), (28)式を(18)式に代入して

$$\begin{aligned} \langle \widetilde{Q}_q \rangle &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} \int e^{i(2\omega - \omega_{ca} + i\Gamma_a)(t-t')} \frac{A_q P_{aa}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ba} + i\Gamma_a)} dt' \\ &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} \frac{e^2 V R Q(-1)^{[\Gamma_c, \Gamma_b] + [\Gamma_b, \Gamma_a] + [\Gamma_a, \Gamma_c] + \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_c}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ba} + i\Gamma_a)} \times \end{aligned}$$

$$\times \sqrt{5} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ \Gamma_a & \Gamma_b & \Gamma_c \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma_a & 2 & \Gamma_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 P_{aa} \times$$

$$\times \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_a)(t-t') - i\delta H(t-t')} (\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q} dt'$$

$$+ \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} \frac{e^2 V R Q(-1)^{[\Gamma_c, \Gamma_b] + [\Gamma_b, \Gamma_a] + [\Gamma_a, \Gamma_c] + \Gamma_a + \Gamma_b + \Gamma_c}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ba} + i\Gamma_a)} \times$$

$$\times \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ \Gamma_a & \Gamma_b & \Gamma_c \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma_a & 0 & \Gamma_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Gamma_a & 2 & \Gamma_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} P_{aa} \times$$

$$\times \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_a)(t-t') - i\delta H(t-t')} (\mathcal{E}\mathcal{E})_{0q} dt' \quad (29)$$

$q \neq 0$ のとき第二項は消えるから第一項のみを
考える。

$$\langle \widetilde{Q}_q \rangle + \langle \widetilde{Q}_{-q} \rangle = \sum_{\substack{mc \\ ma}} \frac{e^2 r r Q(-1)^{[J_c, T_b] + [J_b, T_a] + [J_a, T_c] + J_a + J_b + J_c}}{i \hbar^2 (\omega - \omega_{ba} + i P_{ba})} \rho_{aa} x$$

$$\times \sqrt{5} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ J_a & J_b & J_c \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 x$$

$$\times \int e^{i(2\omega - \omega_{ba} + i P_{ba})(t-t')} \left[\{ (\epsilon \epsilon)_{2q} + (\epsilon \epsilon)_{2-q} \} \cos \delta H(t-t') \right.$$

$$\left. - i \{ (\epsilon \epsilon)_{2q} - (\epsilon \epsilon)_{2-q} \} \sin \delta H(t-t') \right] dt' \quad (30)$$

$$\langle \widetilde{Q}_q \rangle - \langle \widetilde{Q}_{-q} \rangle = \sum_{\substack{mc \\ ma}} \frac{e^2 r r Q(-1)^{[J_c, T_b] + [J_b, T_a] + [J_a, T_c] + J_a + J_b + J_c}}{i \hbar^2 (\omega - \omega_{ba} + i P_{ba})} \rho_{aa} x$$

$$\times \sqrt{5} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ J_a & J_b & J_c \end{Bmatrix} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 x$$

$$\times \int e^{i(2\omega - \omega_{ba} + i P_{ba})(t-t')} \left[\{ (\epsilon \epsilon)_{2q} - (\epsilon \epsilon)_{2-q} \} \cos \delta H(t-t') \right.$$

$$\left. - \{ (\epsilon \epsilon)_{2q} + (\epsilon \epsilon)_{2-q} \} \sin \delta H(t-t') \right] dt' \quad (31)$$

$$K \equiv \frac{e^2 r r Q(-1)^{[J_c, T_b] + [J_b, T_a] + [J_a, T_c] + J_a + J_b + J_c}}{i \hbar^2 (\omega - \omega_{ba} + i P_{ba})} \rho_{aa} x$$

$$\times \sqrt{5} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ T_a & T_b & T_c \end{Bmatrix} \quad (32)$$

$$t \text{ 及 } c \text{ 及 } q = 2 \text{ 及 } 1/$$

$$-\widetilde{Q}_{xx} + \widetilde{Q}_{yy} = \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 2 & m_c \end{pmatrix}^2 \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})(t-t')} x$$

$$\times [(-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) \cos \delta H(t-t') - 2\varepsilon_x \varepsilon_y \sin \delta H(t-t')] dt' \quad (33)$$

$$2\widetilde{Q}_{xy} = \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 2 & m_c \end{pmatrix}^2 \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})(t-t')} x$$

$$\times [2\varepsilon_x \varepsilon_y \cos \delta H(t-t') + (-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) \sin \delta H(t-t')] dt' \quad (34)$$

$$q = 1 \text{ 及 } 1/$$

$$2\widetilde{Q}_{yz} = \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 1 & m_c \end{pmatrix}^2 \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})(t-t')} x$$

$$\times [2\varepsilon_y \varepsilon_z \cos \delta H(t-t') - 2\varepsilon_x \varepsilon_z \sin \delta H(t-t')] dt' \quad (35)$$

$$2\widetilde{Q}_{xz} = \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 1 & m_c \end{pmatrix}^2 \int e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})(t-t')} x$$

$$\times [2\varepsilon_x \varepsilon_z \cos \delta H(t-t') + 2\varepsilon_y \varepsilon_z \sin \delta H(t-t')] dt' \quad (36)$$

(33)(34)より $-Q_{xx} + Q_{yy}$ と $2Q_{xy}$ は角周波数 δH で回転するベクトルの直交二成分であることが分る。
 $2Q_{yz}$ と $2Q_{zx}$ についても同様であるが $-Q_{xx} + Q_{yy}$, $2Q_{xy}$ では $m_a - m_c = 2$ であり $2Q_{yz}$ と $2Q_{zx}$ では $m_a - m_c = 1$ であるため角周波数が異なる。

(33)~(36)より電気四重極モーメントの各成分が求められる。

1 - 1 - 1 弱磁場の場合

磁場が弱く、 $\delta H \ll P_{ca}$ とする場合には、

$$\sin \delta H(t-t') \sim \delta H(t-t')$$

$$\cos \delta H(t-t') \sim 1$$

と仮定する。 2

$$\sum_{m_c} \sum_{m_a} \delta \left(\begin{matrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{matrix} \right)^2$$

$$= \frac{g}{60} \left[\gamma_c \{T_a(T_a+1) - 6 - T_c(T_c+1)\} + \gamma_a \{T_c(T_c+1) - 6 - T_a(T_a+1)\} \right] \quad (37)$$

4 B w

$$\sum_{m_c} \sum_{m_a} \left(\begin{matrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{matrix} \right)^2 = \frac{1}{5} \quad (38)$$

と 11 の関係を用いると、

$$-\widetilde{Q}_{xx} + \widetilde{Q}_{yy} = -2\alpha H \cdot 2 l_x l_y + \beta (-l_x^2 + l_y^2)$$

$$2\widetilde{Q}_{zy} = 2\alpha H (-l_x^2 + l_y^2) + \beta \cdot 2 l_x l_y$$

$$2\widetilde{Q}_{yz} = -2\alpha H l_x l_z + 2\beta l_y l_z \quad (39)$$

$$2\widetilde{Q}_{xz} = 2\alpha H \cdot l_y l_z + 2\beta l_x l_z$$

$$-\sqrt{\frac{3}{2}} \widetilde{Q}_{zz} = \beta \left(-\sqrt{\frac{3}{2}} \right) \left(l_z^2 - \frac{l \cdot l}{3} \right)$$

但し

$$\alpha = \frac{K}{60} [\gamma_c \{T_a(T_{a+1}) - 6 - T_c(T_{c+1})\} + \gamma_a \{T_c(T_{c+1}) - 6 - T_a(T_{a+1})\}] \times$$

$$\times \int e^{i(2\omega - \omega_{ca} + i\Gamma_{ca})(t-t')} (t-t') E^2(t') dt' \quad (40)$$

$$\beta = \frac{K}{5} \int e^{i(2\omega - \omega_{ca} + i\Gamma_{ca})(t-t')} E^2(t') dt' \quad (41)$$

e は入射光の偏光方向を示す単位ベクトル、

$E(t')$ は入射光の振幅を表わす。 $(E = Ee)$

(39)式をディラックの形で書き直すと

$$\vec{Q} = \alpha [(e \times H) e + e (e \times H)] + \beta e e \quad (42)$$

電気四重極輻射場は有効分極 P に F リ記述
されろ。^[3]

$$P = -ik_2 \frac{\vec{Q} \cdot \vec{n}}{2} \quad (43)$$

但し n は輻射場を観測する方向を表わす単位
ベクトル、 k_2 は四重極輻射場の波動ベクト
ル。

いま、 n を入射光の進む方向にとると、

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{M} = 0 \text{ あり}$$

$$\mathbf{S} \cdot \mathbf{n} = \alpha \mathbf{E} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n}$$

$$P = -i k_2 \frac{\alpha (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n}}{2} \mathbf{E} \quad (44)$$

図 1 のように \mathbf{E} と \mathbf{H} が \mathbf{n} に垂直な平面内にあり、角 θ を \mathbf{E} と \mathbf{n} とのなす角とすると、この場合には

$$P = \frac{i k_2}{2} \alpha H \sin \theta \cdot \mathbf{E} \quad (45)$$

これより、 α が入射光の振幅 E の二乗に比例していることを考慮すると、 $\delta H \ll P_{ca}$ の弱磁場の場合、電気四重極輻射場の偏光は入射光の偏光 (\mathbf{E}) と平行で、その強度は $(E^2 H \sin \theta)^2$ に比例することになる。

1 - 1 - 2 強磁場の場合

$\delta H \ll P_{ca}$ が成り立っている場合には、 Q の一般形を求めることはできる。入射光の偏光強度 $\gg P_{ca}$ なる場合には、(33)~(36)式中 $E^2(t)$ の項を時間積分の外に出しても差がつかない。このときには時間積分は容易に求められる。(33)~(36)式より

$$\begin{aligned} -\widetilde{Q}_{xx} + \widetilde{Q}_{yy} &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \left(\frac{T_a}{-m_a} \frac{2}{2} \frac{T_c}{m_c} \right)^2 \left\{ C(-E_x^2 + E_y^2) - S \cdot 2E_x E_y \right\} \\ 2\widetilde{Q}_{xy} &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \left(\frac{T_a}{-m_a} \frac{2}{2} \frac{T_c}{m_c} \right)^2 \left\{ C \cdot 2E_x E_y + S(-E_x^2 + E_y^2) \right\} \\ 2\widetilde{Q}_{yz} &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \left(\frac{T_a}{-m_a} \frac{2}{1} \frac{T_c}{m_c} \right)^2 \left\{ C \cdot 2E_y E_z - S \cdot 2E_x E_z \right\} \\ 2\widetilde{Q}_{xz} &= \sum_{\substack{m_c \\ m_a}} K \left(\frac{T_a}{-m_a} \frac{2}{1} \frac{T_c}{m_c} \right)^2 \left\{ C \cdot 2E_x E_z - S \cdot 2E_y E_z \right\} \end{aligned} \quad (46)$$

但し

$$\begin{aligned} C &\equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca})(t-t')} \cos \delta H(t-t') dt' \\ &= i \frac{2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca}}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca})^2 - \delta^2 H^2} \end{aligned} \quad (47)$$

$$S \equiv \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca})(t-t')} \sin \delta H(t-t') dt'$$

$$= \frac{-\delta H}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca})^2 - \delta^2 H^2} \quad (48)$$

$$\delta = \gamma_c m_c - \gamma_a m_a \quad (49)$$

さらに計算を進めるには $\sum \left(\frac{\gamma_a}{m_a} \frac{\gamma_c}{m_c} \right)^2 C$, $\sum \left(\frac{\gamma_a}{m_a} \frac{\gamma_c}{m_c} \right)^2 S$ を求める必要があるが C 及 S が δ と分母に含まれるため解析的に求めることができない。
 しかし C 及 S の形から分る通りに、
 $|2\omega - \omega_{ca}^0 + iP_{ca}| \sim \delta H$ なる磁場で Q の飽和が起ることを予想される。

1 - 1 - 3 $\gamma_c = \gamma_a$ の場合

$\gamma_c = \gamma_a$ の場合には、 δ が m_a, m_c と無関係に
なりため、 Q の解析形が求められる。

3' 記号の性質より

$$-m_a + q + m_c = 0 \quad (q=2, 1) \quad (50)$$

よって

$$\begin{aligned} \delta &= \gamma_c m_c - \gamma_a m_a \\ &= (\gamma_c - \gamma_a) m_a - q \gamma_c \\ &= -q \gamma_c \quad (': \gamma_c = \gamma_a \in \mathbb{C}^+) \end{aligned} \quad (51)$$

(46) より

$$\begin{aligned} -\widetilde{Q}_{xx} + \widetilde{Q}_{yy} &= \frac{K}{5} \left\{ C_2 (-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) - S_2 \cdot 2\varepsilon_x \varepsilon_y \right\} \\ 2\widetilde{Q}_{xy} &= \frac{K}{5} \left\{ C_2 \cdot 2\varepsilon_x \varepsilon_y + S_2 (-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2) \right\} \end{aligned} \quad (52)$$

$$2\widetilde{Q}_{yz} = \frac{K}{5} \left\{ C_1 \cdot 2\varepsilon_y \varepsilon_z - S_1 \cdot 2\varepsilon_x \varepsilon_z \right\}$$

$$2\widetilde{Q}_{xz} = \frac{K}{5} \left\{ C_1 \cdot 2\varepsilon_x \varepsilon_z + S_1 \cdot 2\varepsilon_y \varepsilon_z \right\}$$

以上

$$C_q = i \frac{2w - w_{ca}^0 + i P_{ca}}{(2w - w_{ca}^0 + i P_{ca})^2 - q^2 \gamma_c^2 H^2} \quad (53)$$

$$S_q = \frac{q \gamma_c H}{(2w - w_{ca}^0 + i P_{ca})^2 - q^2 \gamma_c^2 H^2} \quad (54)$$

図1の如くに、入射光がy方向に進み、その偏光はx-z平面内にあるとすると、有効分極Pは(43)式より $m = \hat{y}$ とおいて

$$P_x = -i k_2 \frac{Q_{xy}}{2} \quad (55)$$

$$P_z = -i k_2 \frac{Q_{zy}}{2}$$

$$Q_{yy} = 0 \text{ あり}$$

$$\widetilde{Q}_{xy} = -\frac{K}{10} S_2 \epsilon_x^2 \quad (56)$$

$$\widetilde{Q}_{zy} = -\frac{K}{5} S_1 \epsilon_x \epsilon_z$$

従って、

$$P_x = \frac{i k_2 K S_2 \epsilon_x^2}{20} = \frac{i k_2 K}{10} \frac{\gamma_c H}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})^2 - 4\gamma_c^2 H^2} \epsilon_x^2 \quad (57)$$

$$P_z = \frac{i k_2 K S_1 \epsilon_x \epsilon_z}{10} = \frac{i k_2 K}{10} \frac{\gamma_c H}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})^2 - \gamma_c^2 H^2} \epsilon_x \epsilon_z$$

$$2\gamma_c H \ll |2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca}| \text{ ならば}$$

$$P_x = \frac{i k_2 K}{10} \frac{\gamma_c H}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})^2} \epsilon_x^2 \quad (58)$$

$$P_z = \frac{i k_2 K}{10} \frac{\gamma_c H}{(2\omega - \omega_{ca}^0 + i\Gamma_{ca})^2} \epsilon_x \epsilon_z$$

あつち

$$(P_x, P_z) \propto (e_x, e_z) \quad e_x = (e_x, e_z) e^2 \sin \theta \quad (59)$$

と、(45)式と同様な式と得る。

(57)式から分るように、磁場が強くなるにつれて分母の差異が顕著になり、四重極輻射場の偏光が入射光の偏光からずれるようになる。

(55)式の有効成分と与える成分 $\tilde{Q}_{xy}, \tilde{Q}_{zy}$ について考えてみる。(34)(35)式の被積分関数の形から分るように、これは時刻 t' に作られた四重極モーメントの時刻 t における値を表わしてゐる。 $t-t'$ の間に角周波数 δH で回転し、かつ減衰率 P_a で減衰する。ところでこの記号の性質から分るように \tilde{Q}_{xy} と与える成分は $|m_c - m_a| = 2$ という選択則から成り、 \tilde{Q}_{zy} は $|m_c - m_a| = 1$ である。 δ の定義より角周波数 $\delta H = (\gamma_c m_c - \gamma_a m_a) H$ であるから \tilde{Q}_{xy} と \tilde{Q}_{zy} とではその回転角周波数が異なり、特に $\gamma_c = \gamma_a$ のときには(51)式より \tilde{Q}_{xy} は \tilde{Q}_{zy} の二倍の角周波数をもつ。磁場が弱く $\delta H \ll P_a$ の場合には、回転の効果に比べて減衰効果の

方が強いため偏光の回転は無視できる。強磁場になると、角周波数の差の効果が顕著になり、偏光の回転を起すようになる。

このことをより理解しやすくするために、

$\epsilon_y = 0$, $\epsilon_x = \epsilon_z$, $\gamma_c = \gamma_a$ の場合を考えてみる。

このとき有効分極 P は

$$(P_x, P_z) \propto \int e^{i(2\omega - \omega_{ca} + iP_a)(t-t')} (\sin 2\gamma_c H(t-t'), 2\sin \gamma_c H(t-t')) dt$$

と書ける。 $x = \sin 2\gamma_c H(t-t')$, $z = 2\sin \gamma_c H(t-t')$ と

か、点 (x, z) の軌跡を求めると、図2のようになる。時刻 $t=t'$ 以降原点から出発し、図の矢印の向きに動く。これに $\exp(-P_a(t-t'))$ という減衰項と乗じたものが実際の軌跡であり、弱磁場の場合の軌跡は A のようになり、強磁場では B のようになる。これを t' について積分したものが有効分極を与える。すなわち A、B の平均的方向が四重極輻射場の偏光を与えることになり、強磁場 (B) では方向に偏光が回転することになる。このような意味で、この偏光の回転は四重極における

Handle 効果と言ふことかできず。

1-2 磁場中のアルカリ原子の電気四重極モーメント

この節では、実験に使用したアルカリ原子（ナトリウム原子）について基底3s状態の超微細構造と励起3d状態の微細構造を考慮して四重極モーメントの表式を求め、さらに実際の実験条件、測定量に対応する量を求めることにする。

1-2-1 基底状態(s)の波動関数

静磁場中のアルカリ原子の基底状態の固有関数及び固有エネルギーは Breit-Rabi の式で求められる。^[4] 磁場中の原子のハミルトニアン H は

$$H = H_{\text{atom}} + H_z + H_{\text{hfs}}$$

$$= H_{\text{atom}} + (g_J J_z + g_I I_z) \mu_B H + A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \quad (60)$$

で与えられる。ここで J は電子の全角運動量、 I は核スピン角運動量。このハミルトニアンの固有関数、固有エネルギーを $|m_I, J, m_J, m_I\rangle$ を base にとって表わすと、($J = \frac{1}{2}$ とした)

$$|m_F| \neq I + \frac{1}{2} \text{ のとき}$$

$$|m_F\rangle_{\pm} = A^{\pm}(m_F) |m, I, \frac{1}{2}, m_F - \frac{1}{2}, \frac{1}{2}\rangle + B^{\pm}(m_F) |m, I, \frac{1}{2}, m_F + \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\rangle \quad (61)$$

$$|m_F| = I + \frac{1}{2} \text{ のとき}$$

$$|m_F = I + \frac{1}{2}\rangle_{+} = |m, I, \frac{1}{2}, I, \frac{1}{2}\rangle \quad (62)$$

$$|m_F = -(I + \frac{1}{2})\rangle_{+} = |m, I, \frac{1}{2}, -I, -\frac{1}{2}\rangle$$

固有エネルギーは

$$(H_Z + H_{hfs}) |m_F\rangle_{\pm} = \epsilon_{\pm}(m_F) |m_F\rangle_{\pm} \quad (63)$$

を求めたい

$$\epsilon_{\pm}(m_F) = b \pm \sqrt{a^2 + c^2} \quad (64)$$

ただし

$$a = \frac{1}{2} m_F A + \frac{1}{2} (g_J - g_I) \mu_B H$$

$$b = -\frac{1}{4} A + m_F g_I \mu_B H \quad (65)$$

$$c = \frac{1}{2} A \sqrt{(I - m_F + \frac{1}{2})(I + m_F + \frac{1}{2})}$$

$$A^{\pm}(m_F) = \frac{a \pm \sqrt{a^2 + c^2}}{[(a \pm \sqrt{a^2 + c^2})^2 + c^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (66)$$

$$B^{\pm}(m_F) = \frac{c}{[(a \pm \sqrt{a^2 + c^2})^2 + c^2]^{\frac{1}{2}}}$$

$|m_F\rangle_+$ は $F=I+\frac{1}{2}$, $|m_F\rangle_-$ は $F=I-\frac{1}{2}$ に対応する。

ナトリウム原子の基底状態は $I=\frac{3}{2}$, $J=\frac{1}{2}$ であるから全角運動量 $F=I+J$ の大きさは $F=2$ または $F=1$ 。このとき $|m_F\rangle_{\pm}$ は

$$|m_F\rangle_+ = |F=2, m_F\rangle$$

(67)

$$|m_F\rangle_- = |F=1, m_F\rangle$$

と表す。

固有エネルギーの具体的な形を表すと、

$$m_F = I + \frac{1}{2} \text{ のとき } E_+ = \frac{I}{2}A + \frac{1}{2}g_J\mu_B H + I g_I \mu_B H$$

$$m_F = -I - \frac{1}{2} \text{ のとき } E_+ = \frac{I}{2}A - \frac{1}{2}g_J\mu_B H - I g_I \mu_B H$$

(68)

$$|m_F| \neq I \pm \frac{1}{2} \text{ のとき } E_{\pm}(m_F) = -\frac{1}{4}A + m_F g_I \mu_B H \pm \frac{A}{2}(I \pm \frac{1}{2}) \sqrt{1 + \frac{2m_F}{I \pm \frac{1}{2}} \chi + \chi^2}$$

ただし

$$\chi = \frac{(g_J - g_I) \mu_B H}{A(I \pm \frac{1}{2})}$$

(69)

で定義される無次元量。

図3にナトリウム原子の3S状態の固有エネルギーの磁場依存性を示す。また図4は固有関数の展開係数 $A^{\pm}(m_F)$ の二乗 $A^{\pm}(m_F)^2$ の磁場依存性を

表わして置く。A, B は夫々 $m_J = \frac{1}{2}$, $m_J = -\frac{1}{2}$ の状態の係数であるから、強磁場の極限では

$$A^+(m_F = -2) \rightarrow 0 \quad B^+(m_F = -2) \rightarrow 1$$

$$A^+(m_F \neq -2) \rightarrow 1 \quad B^+(m_F \neq -2) \rightarrow 0$$

(70)

$$A^-(m_F) \rightarrow 0 \quad B^-(m_F) \rightarrow 1$$

となる。この関係は後述するようになり重極モーメントを求める上で重要な点である。

1-2-2 励起d状態の固有状態、固有エネルギー

約1500 G (ガウス) までの磁場を考えた場合
d状態ではゼーマン相互作用 > スピン-軌道
相互作用となり、いわゆるパッシェン=バック
領域に入る。従ってここでは電子軌道角運動
量 l 、電子スピン角運動量 $s = \frac{1}{2}$ 、電子の全角
運動量 J の状態のパッシェン=バック領域に
おける固有状態、固有エネルギーを求めるこ
とにする。^[5]

ハミルトニアン H は

$$H = H_{\text{atom}} + H_{\text{fine}} + H_{\text{Zeeman}} \quad (71)$$

とし超微細分裂 H_{hfs} は無視する。

$|m_s, l, m_l, m_s\rangle$ を base にとって表わすと、

$$J = l + \frac{1}{2} \quad m_J = l + \frac{1}{2} \quad \text{のとき}$$

$$|4\rangle = |m = \frac{1}{2}, l = \frac{1}{2}, l\rangle$$

$$E = \frac{1}{2} \zeta + \hbar \omega(l+1) \quad (72)$$

$$J = l + \frac{1}{2} \quad m_J = -l - \frac{1}{2} \quad \text{のとき}$$

$$|4\rangle = |m = \frac{1}{2}, l = -\frac{1}{2}, -l\rangle$$

$$\epsilon = \frac{l}{2} \zeta - \hbar \omega (l+1) \quad (73)$$

$$J = l + \frac{1}{2} \quad |m_J\rangle \neq l + \frac{1}{2} \text{ のとき}$$

$$|4\rangle \propto -\frac{1}{2} \sqrt{(l+m_J+\frac{1}{2})(l-m_J+\frac{1}{2})} |m \frac{1}{2} l - \frac{1}{2} m_J + \frac{1}{2}\rangle$$

$$+ (m_J + \gamma + \sqrt{\gamma^2 + 2m_J\gamma + \frac{1}{4} + l(l+1)}) |m \frac{1}{2} l - \frac{1}{2} m_J - \frac{1}{2}\rangle$$

$$\epsilon = \left\{ -\frac{1}{4} + m_J\gamma + \frac{1}{4} \sqrt{4\gamma^2 + 8m_J\gamma + 1 + 4l(l+1)} \right\} \zeta \quad (74)$$

$$J = l - \frac{1}{2} \text{ のとき}$$

$$|4\rangle \propto \sqrt{(l+m_J+\frac{1}{2})(l-m_J+\frac{1}{2})} |m \frac{1}{2} l - \frac{1}{2} m_J + \frac{1}{2}\rangle$$

$$+ (m_J + \gamma - \sqrt{\gamma^2 + 2m_J\gamma + \frac{1}{4} + l(l+1)}) |m \frac{1}{2} l + \frac{1}{2} m_J - \frac{1}{2}\rangle$$

$$\epsilon = \left\{ -\frac{1}{4} + m_J\gamma - \frac{1}{4} \sqrt{4\gamma^2 + 8m_J\gamma + 1 + 4l(l+1)} \right\} \zeta \quad (75)$$

1A₁

$$D = \frac{eH}{2mc} \quad (76)$$

$$\gamma = \frac{\sigma \hbar}{\zeta} \quad (77)$$

$l=2$ のとき、 $3 D_{\frac{3}{2}, \frac{5}{2}}^{m_J}$ 状態に γ を書き表わすと、

$$|3D_{\frac{5}{2}}^{\frac{5}{2}}\rangle = |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ \frac{1}{2} & 2 \end{matrix}\rangle$$

$$|3D_{\frac{5}{2}}^{-\frac{5}{2}}\rangle = |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ -\frac{1}{2} & -2 \end{matrix}\rangle$$

(78)

$|m_J| \neq \frac{5}{2}$ のとき

$$|3D_{\frac{5}{2}}^{m_J}\rangle = E_{\frac{5}{2}}(m_J) |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ -\frac{1}{2} & m_J + \frac{1}{2} \end{matrix}\rangle + F_{\frac{5}{2}}(m_J) |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ \frac{1}{2} & m_J - \frac{1}{2} \end{matrix}\rangle$$

(79)

$$|3D_{\frac{3}{2}}^{m_J}\rangle = E_{\frac{3}{2}}(m_J) |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ -\frac{1}{2} & m_J + \frac{1}{2} \end{matrix}\rangle + F_{\frac{3}{2}}(m_J) |3d \begin{matrix} m_s & m_l \\ \frac{1}{2} & m_J - \frac{1}{2} \end{matrix}\rangle$$

$J = \frac{5}{2}, J = \frac{3}{2}$ の状態を夫々 $+, -$ で表わすと E, F は

$$E_+ \left(\frac{5}{2} \right) = 0 \quad F_+ \left(\frac{5}{2} \right) = 1$$

$$E_+ \left(-\frac{5}{2} \right) = 1 \quad F_+ \left(-\frac{5}{2} \right) = 0$$

(80)

$|m_J| \neq \frac{5}{2}$ のとき

$$E_{\pm}(m_J) = \left[\frac{(2.5 + m_J)(2.5 - m_J)}{(2.5 + m_J)(2.5 - m_J) + (m_J + \frac{1}{2} \pm \sqrt{y^2 + 2m_J y + 6.25})^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

(81)

$$F_{\pm}(m_J) = \frac{m_J + \frac{1}{2} \pm \sqrt{y^2 + 2m_J y + 6.25}}{\left[(2.5 + m_J)(2.5 - m_J) + (m_J + \frac{1}{2} \pm \sqrt{y^2 + 2m_J y + 6.25})^2 \right]^{\frac{1}{2}}}$$

固有エネルギーは

$$\epsilon(3D_{\frac{5}{2}}^{\frac{5}{2}}) = (1 + 3\gamma) \zeta_{3d}$$

$$\epsilon(3D_{\frac{5}{2}}^{-\frac{5}{2}}) = (1 - 3\gamma) \zeta_{3d}$$

$$\epsilon(3D_{\frac{5}{2}}^{m_J}) = \left[-\frac{1}{4} + m_J y + \frac{1}{4} \sqrt{4y^2 + 8m_J y + 25} \right] \zeta_{3d}$$

$$\epsilon(3D_{\frac{3}{2}}^{m_J}) = \left[-\frac{1}{4} + m_J y - \frac{1}{4} \sqrt{4y^2 + 8m_J y + 25} \right] \zeta_{3d} \quad (82)$$

$$y = \frac{0h}{\zeta_{3d}} \quad (83)$$

$$0 = \frac{eH}{2mc} \quad (84)$$

$$\zeta_{3d} = -0.0196 \text{ cm}^{-1} [6] \quad (85)$$

固有エネルギーの磁場変化を図5に、係数
Eの二乗の磁場変化を図6に示す。

1-2-3 $3P_{1/2}$ 状態について

本論文で述べる実験では、入射光の波長は 6854 \AA であり、 $3P-3S$ 状態間の遷移に対応する波長 5893 \AA と非共鳴のため、 $3P$ 状態のエネルギーの磁場変化の影響は無視する。以後この1-2節では $3P$ 状態のエネルギーの磁場変化は無視して計算を行なうことにする。

1-2-4 電気四重極モーメントの計算

実験ではナトリウム原子の $3S_{\frac{1}{2}}$ 状態と $3D_{\frac{3}{2}, \frac{5}{2}}$ 状態間を二光子共鳴励起し、この状態からの四重極輻射を観測してゐる。この場合には、

1-1節の $|a\rangle |b\rangle |c\rangle$ 各状態は夫々 $3S_{\frac{1}{2}}$, $3P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$, $3D_{\frac{3}{2}, \frac{5}{2}}$ 状態に対応することになる。

$3S_{\frac{1}{2}}$ 状態の固有関数を $|l s m_l m_s\rangle$ 系で表すと、(61)式より

$$|m_F\rangle_{\pm} = \sum_{\substack{m_s \\ m_l}} \left\{ A^{\pm}(m_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} |I m_l = m_F - \frac{1}{2}\rangle + B^{\pm}(m_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} |I m_l = \frac{1}{2}\rangle \right\} \times |m_l = 0 m_s\rangle | \frac{1}{2} m_s \rangle \quad (86)$$

$|3S_F^{m_F}\rangle = |m_F\rangle_{\pm}$ ($F=2$ のとき $|m_F\rangle_+$, $F=1$ のとき $|m_F\rangle_-$) とし $3S_{\frac{1}{2}}$, $3P_{\frac{1}{2}, \frac{3}{2}}$, $3D_{\frac{3}{2}, \frac{5}{2}}$ 状態の固有関数を次のように表わすことにする。

$$|3S_F^{m_F}\rangle = \sum_{\substack{m_s \\ m_l}} \left\{ S_A(F, m_F, m_s, m_l) |3S m_l\rangle | \frac{1}{2} m_s \rangle |I m_l = \frac{1}{2}\rangle + S_B(F, m_F, m_s, m_l) |3S m_l\rangle | \frac{1}{2} m_s \rangle |I m_l = -\frac{1}{2}\rangle \right\} \quad (87)$$

$$|3P_{J_P}^{m_{J_P}}\rangle = \sum_{\substack{m_s \\ m_l}} P(J_P, m_{J_P}, m_s, m_l) |3P m_l\rangle | \frac{1}{2} m_s \rangle |I m_l\rangle \quad (88)$$

$$|3D_{J_d}^{m_{J_d}}\rangle = \sum_{m_s, m_l} D(J_d, m_{J_d}, m_s, m_l) |3d m_l\rangle |\frac{1}{2} m_s\rangle |I m_I\rangle \quad (89)$$

但 L

$$S_A(F=2) = A^+(M_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}$$

$$S_A(F=1) = A^-(M_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}$$

$$S_B(F=2) = B^+(M_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}}$$

$$S_B(F=1) = B^-(M_F) C_{m_s m_l}^{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} \quad (90)$$

$$P(J_p, m_{J_p}, m_s, m_l) = {}^3P \begin{matrix} J_p & m_{J_p} \\ m_s & m_l \end{matrix} = (-1)^{\frac{1}{2} + m_{J_p}} \sqrt{2J_p + 1} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & J_p \\ m_l & m_s & -m_{J_p} \end{pmatrix}$$

$$D(J_d, m_{J_d}, m_s, m_l) = E_{\pm}(M_{J_d}) \delta(m_s + \frac{1}{2}) + F_{\pm}(M_{J_d}) \delta(m_s - \frac{1}{2})$$

$$(J_d = \frac{5}{2} \text{ のときは } +, J_d = \frac{3}{2} \text{ のときは } -)$$

$$\delta \text{ if } m \neq 0 \text{ のときは } \delta(m) = 0$$

$$m = 0 \text{ のときは } \delta(m) = 1$$

1-1節(23)式に対応する量 B_q は

$$B_q \equiv V_{cb}^- V_{ba}^- (Q_q)_{ac}$$

$$= e^2 \langle 3D_{J_d}^{m_{J_d}} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E} | 3P_{J_p}^{m_{J_p}} \rangle \langle 3P_{J_p}^{m_{J_p}} | \mathbf{r} \cdot \mathbf{E} | 3S_F^{m_F} \rangle \langle 3S_F^{m_F} | Q_q | 3D_{J_d}^{m_{J_d}} \rangle \quad (91)$$

$$\epsilon \hbar' < \epsilon$$

$$C_q \equiv \sum_{J_p, m_{J_p}} B_q \quad (92)$$

$$= e^2 \left\{ D^2(J_d, m_{Jd}, \frac{1}{2}, -q) S_A^2(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) + D^2(J_d, m_{Jd}, -\frac{1}{2}, -q) S_B^2(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) \right\} \frac{(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q}}{5\sqrt{3}} r r Q$$

$$= e^2 \left\{ E_{Jd}^2(m_{Jd}, H) B_F^2(m_F, H) \delta(m_{Jd} + \frac{1}{2} + q) + F_{Jd}^2(m_{Jd}, H) A_F^2(m_F, H) \delta(m_{Jd} - \frac{1}{2} + q) \right\} \frac{(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q}}{5\sqrt{3}} r r Q$$

となる。これは Q_q の期待値 (q が電場に関) (2) $(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q}$ と同じテンソルで表わされることを示している。

磁場 H 中の $3S$, $3D$ 状態の固有エネルギーを夫々 $\omega(F, m_F, H)$, $\omega(J_d, m_{Jd}, H)$ とし、 Ω^\pm と

$$\Omega^\pm \equiv \omega(J_d, m_{Jd}, \pm H) - \omega(F, m_F, \pm H) - \omega(J_d, m_{Jd}, 0) + \omega(F, m_F, 0) \quad (93)$$

と定義すると、

$$\begin{aligned} & \sum_{\substack{m_F \\ m_{Jd}}} e^{-i\Omega^+(t-t')} \left\{ C_q(J_d, m_{Jd}, F, m_F) \pm (-q(J_d, m_{Jd}, F, m_F)) \right\} \\ &= \sum_{\substack{m_F \\ m_{Jd}}} \left\{ e^{-i\Omega^+(t-t')} \alpha^+ \pm e^{-i\Omega^-(t-t')} \alpha^- \right\} \frac{(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q} + (\mathcal{E}\mathcal{E})_{2-q}}{2} \delta(m_{Jd} + \frac{1}{2} + q) \\ &+ \sum \left\{ e^{-i\Omega^+(t-t')} \alpha^+ \mp e^{-i\Omega^-(t-t')} \alpha^- \right\} \frac{(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q} - (\mathcal{E}\mathcal{E})_{2-q}}{2} \delta(m_{Jd} + \frac{1}{2} + q) \\ &+ \sum \left\{ e^{-i\Omega^+(t-t')} \beta^+ \pm e^{-i\Omega^-(t-t')} \beta^- \right\} \frac{(\mathcal{E}\mathcal{E})_{2q} + (\mathcal{E}\mathcal{E})_{2-q}}{2} \delta(m_{Jd} - \frac{1}{2} + q) \end{aligned}$$

$$+ \sum \left\{ e^{-i\Omega^+(t-t')} \beta^+ + e^{-i\Omega^-(t-t')} \beta^- \right\} \frac{(\epsilon\epsilon)_{2q} - (\epsilon\epsilon)_{2-q}}{2} \delta(m_{Td} - \frac{1}{2} + q) \quad (94)$$

但し

$$\alpha^\pm = e^2 E_{Td}^2(m_{Td}, \pm H) B_F^2(m_F, \pm H) \frac{r r_Q}{5\sqrt{3}}$$

$$\beta^\pm = e^2 F_{Td}^2(m_{Td}, \pm H) A_F^2(m_F, \pm H) \frac{r r_Q}{5\sqrt{3}} \quad (95)$$

$$\Delta \equiv 2\omega - \omega(J_d, m_{Td}, 0) + \omega(F, m_F, 0) + iP_{ds}$$

と、四重極モーメントの期待値 $\langle \widetilde{Q}_q \rangle$ を表わす。

$$\langle \widetilde{Q}_q \rangle = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{Td}}} \int \frac{e^{i(\Delta - \Omega^+)(t-t')}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} B_q P_{ss} dt'$$

$$= \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{Td}}} \int \frac{e^{i(\Delta - \Omega^+)(t-t')}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} C_q P_{ss} dt' \quad (96)$$

$$\langle \widetilde{Q}_q \rangle \pm \langle \widetilde{Q}_{-q} \rangle = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{Td}}} \int \frac{e^{i(\Delta - \Omega^+)(t-t')}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} (C_q \pm C_{-q}) P_{ss} dt' \quad (97)$$

(94)式中 α^\pm, β^\pm を含む項を表わす α, β のように表わし、

$$\alpha_p = e^{-i\Omega^+(t-t')} \alpha^+ + e^{-i\Omega^-(t-t')} \alpha^-$$

$$\alpha_m = e^{-i\Omega^+(t-t')} \alpha^+ - e^{-i\Omega^-(t-t')} \alpha^-$$

$$\beta_p = e^{-i\Omega^+(t-t')} \beta^+ + e^{-i\Omega^-(t-t')} \beta^- \quad (98)$$

$$\beta_m = e^{-i\Omega^+(t-t')} \beta^+ - e^{-i\Omega^-(t-t')} \beta^-$$

(97)式に $l=2$ と $q=2$ とおいて

$$\begin{aligned} -\tilde{Q}_{xx} + \tilde{Q}_{yy} &= \sum_{\substack{\text{F.M.F.} \\ \text{J.M.J.}}} \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} x \\ &\times \left\{ \alpha_p \frac{(-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{2} \delta(\omega_{Td} + \frac{5}{2}) + \alpha_m(-i) \varepsilon_x \varepsilon_y \delta(\omega_{Td} + \frac{5}{2}) \right. \\ &\left. + \beta_p \frac{(-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{2} \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) + \beta_m(-i) \varepsilon_x \varepsilon_y \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) \right\} dt' \quad (99) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} -2i\tilde{Q}_{xy} &= \sum \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} x \\ &\times \left\{ \alpha_m \frac{(-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{2} \delta(\omega_{Td} + \frac{5}{2}) + \alpha_p(-i) \varepsilon_x \varepsilon_y \delta(\omega_{Td} + \frac{5}{2}) \right. \\ &\left. + \beta_m \frac{(-\varepsilon_x^2 + \varepsilon_y^2)}{2} \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) + \beta_p(-i) \varepsilon_x \varepsilon_y \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) \right\} dt' \quad (100) \end{aligned}$$

同様に $q=1$ と

$$\begin{aligned} 2i\tilde{Q}_{yz} &= \sum \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} x \\ &\times \left\{ \alpha_p i \varepsilon_y \varepsilon_z \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) + \alpha_m \varepsilon_x \varepsilon_z \delta(\omega_{Td} + \frac{3}{2}) \right. \\ &\left. + \beta_p i \varepsilon_y \varepsilon_z \delta(\omega_{Td} + \frac{1}{2}) + \beta_m \varepsilon_x \varepsilon_z \delta(\omega_{Td} + \frac{1}{2}) \right\} dt' \quad (101) \end{aligned}$$

$$2Q_{xz} = \sum \frac{p_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} \times \\ \times \left\{ \alpha_m i E_y E_z \delta(\omega_{Td} + \frac{\omega}{2}) + \alpha_p E_x E_z \delta(\omega_{Td} + \frac{\omega}{2}) \right. \\ \left. + \beta_m i E_y E_z \delta(\omega_{Td} + \frac{\omega}{2}) + \beta_p E_x E_z \delta(\omega_{Td} + \frac{\omega}{2}) \right\} dt' \quad (102)$$

α_p, β_p は磁場に関し 2 偶関数、 α_m, β_m は奇関数と仮定し、2 つのことに注意すると、磁場が 0 の場合には

$$\alpha_m = \beta_m = 0$$

∴ 0 とする。四重極モーメントは

$$\vec{Q} \propto \vec{E} \vec{E} \quad \text{あるいは} \quad Q_z \propto (E_x^2 - E_y^2)$$

と仮定し、有効分極 P は

$$P \propto \vec{E} \cdot \vec{M} = E(E \cdot \vec{M}) = 0 \quad (\because E \cdot \vec{M} = 0)$$

弱磁場の場合には、 H の 1 次項で考慮すると

$$\alpha_m, \beta_m \propto H^2 \quad \text{あるいは} \quad 1-1 \text{ 節と同様に}$$

有効分極 P は

$$P \propto (\vec{E} \times \vec{H}) \cdot \vec{M} \vec{E}$$

となる。

前節と同様図 1 のように座標系を選んだ場合には、 $E_y = 0$ 、有効分極をなす成分は Q_{zy}

$$Q_{zy} \quad \text{と仮定する。}$$

$$2i\tilde{Q}_{xy} = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{J_d}}} \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} \left\{ \alpha_m \delta(m_{J_d} + \frac{5}{2}) + \beta_m \delta(m_{J_d} + \frac{3}{2}) \right\} \frac{\epsilon_x^2}{2} dt' \quad (103)$$

$$2i\tilde{Q}_{zy} = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{J_d}}} \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} \left\{ \alpha_m \delta(m_{J_d} + \frac{3}{2}) + \beta_m \delta(m_{J_d} + \frac{1}{2}) \right\} \epsilon_x \epsilon_z dt' \quad (104)$$

∴ 2''

$$\Omega(J_d, m_{J_d}, F, m_F, H) = \Omega(J_d, -m_{J_d}, F, -m_F, -H)$$

$$A^{\frac{2}{F}}(m_F, H) = B^{\frac{2}{F}}(-m_F, -H) \quad (105)$$

$$E_{J_d}^2(m_{J_d}, H) = E_{J_d}^2(-m_{J_d}, -H) \quad (\text{但し } |m_{J_d}| \neq \frac{5}{2})$$

と (1) 関係と使い、固有関数の展開係数で表わると、

$$2i\tilde{Q}_{xy} = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_d, m_{J_d}}} \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} \times \\ \times \left\{ e^{-i\Omega(+\frac{5}{2}, -\frac{5}{2}, F, -m_F, H)(t-t')} B^{\frac{2}{F}}(-m_F, H) \delta(J_d - \frac{5}{2}) \right. \\ - e^{-i\Omega(\frac{5}{2}, \frac{5}{2}, F, m_F, H)(t-t')} A^{\frac{2}{F}}(m_F, H) \delta(J_d - \frac{5}{2}) \\ + e^{-i\Omega(J_d, -\frac{3}{2}, F, -m_F, H)(t-t')} E_{J_d}^2(-\frac{3}{2}, H) A^{\frac{2}{F}}(-m_F, H) \\ \left. - e^{-i\Omega(J_d, \frac{3}{2}, F, m_F, H)(t-t')} E_{J_d}^2(\frac{3}{2}, H) B^{\frac{2}{F}}(m_F, H) \right\} \frac{e^{i\Delta t}}{10\sqrt{3}} \epsilon_x^2 dt' \quad (106)$$

$$2i\tilde{Q}_{zy} = \sum_{\substack{F, m_F \\ J_A}} \frac{\rho_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \int e^{i\Delta(t-t')} \times \\
\times \left\{ e^{-i\Omega(J_A, -\frac{3}{2}, F, -m_F, H)(t-t')} E_{J_A}^2(-\frac{3}{2}, H) B^2 F(-m_F, H) \right. \\
- e^{-i\Omega(J_A, \frac{3}{2}, F, m_F, H)(t-t')} F_{J_A}^2(\frac{3}{2}, H) A^2 F(m_F, H) \\
+ e^{-i\Omega(J_A, -\frac{1}{2}, F, -m_F, H)(t-t')} F_{J_A}^2(-\frac{1}{2}, H) A^2 F(-m_F, H) \\
\left. - e^{-i\Omega(J_A, \frac{1}{2}, F, m_F, H)(t-t')} E_{J_A}^2(\frac{1}{2}, H) B^2 F(m_F, H) \right\} \frac{e^{\frac{2}{5}\frac{\Gamma_{ps}}{\Omega}} \epsilon_x \epsilon_z}{5\sqrt{3}} \quad (107)$$

この二式中、被積分関数の第一項と第二項及び第三項と第四項は夫々 $H=0$ のとき互いに打ち消しあって消えてしまう。 $H \neq 0$ のときには H の反転（あるいは角運動量の z 成分の反転）に対して非対称な成分が残ってくる。前節のようにならば簡単な系ではエネルギー Ω の非対称性により四重極モーメントの成分が零でない値をもち得るようになるが、微細構造を考慮すると、展開係数 (A, B, E, F) の非対称性も四重極モーメントに寄与することになる。特に強磁場ではエネルギーの非対称性の効果よりも展開係数の非対称性が顕著になる項

も存在する。これは例えは $A^+(m_F=1) \rightarrow 1$ である
のに対し $B^+(m_F=-1) \rightarrow 0$ と異なる場合である。
る。

1-3

1-3-1 入射光の10ルス幅 $\gg P_{ca}^{-1}$ の場合

入射光10ルスの時間的波形とかウス形とする。この10ルス幅が3d-3s状態間コヒーレンスの寿命 P^{-1} 充分長い場合には(106)式において ε^2 の項は時間積分の外に出すことができる。

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_{zy} = \sum_{\substack{F_{JA} \\ m_F}} \frac{\rho_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} & \left\{ \frac{B^2 F(-m_F, H)}{\Delta - \Omega(-\frac{5}{2}, -m_F, H)} - \frac{A^2 F(m_F, H)}{\Delta - \Omega(\frac{5}{2}, m_F, H)} \right. \\ & \left. + \frac{F_{JA}^2(-\frac{3}{2}, H) A^2 F(-m_F, H)}{\Delta - \Omega(-\frac{3}{2}, -m_F, H)} - \frac{E_{JA}^2(\frac{3}{2}, H) B^2 F(m_F, H)}{\Delta - \Omega(\frac{3}{2}, m_F, H)} \right\} \frac{e^2 r r_Q}{10\sqrt{3}} \varepsilon_x^2(t) \quad (108) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_{zy} = \sum_{\substack{F_{JA} \\ m_F}} \frac{\rho_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + iP_{ps})} & \left\{ \frac{E_{JA}^2(-\frac{3}{2}, H) B^2 F(-m_F, H)}{\Delta - \Omega(-\frac{3}{2}, -m_F, H)} - \frac{F_{JA}^2(\frac{3}{2}, H) A^2 F(m_F, H)}{\Delta - \Omega(\frac{3}{2}, m_F, H)} \right. \\ & \left. + \frac{F_{JA}^2(\frac{1}{2}, H) A^2 F(-m_F, H)}{\Delta - \Omega(-\frac{1}{2}, -m_F, H)} - \frac{E_{JA}^2(\frac{1}{2}, H) B^2 F(m_F, H)}{\Delta - \Omega(\frac{1}{2}, m_F, H)} \right\} \frac{e^2 r r_Q}{5\sqrt{3}} \varepsilon_x(t) \varepsilon_z(t) \quad (109) \end{aligned}$$

1-3-2 入射光の波長幅を考慮した場合
 広がった波長幅をもつ入射光による実験を
 考慮するため 多モードの場合を考慮する。入射
 光電場 $E(t)$ の形は

$$E(t) = \mathcal{E}(t) e^{-i\omega t} + \text{c.c.}$$

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}(t) \sum_n a_n e^{-i n \Delta \omega t - i \phi_n} \quad (110)$$

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_0(t) \mathcal{E} = \mathcal{E}_0 e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \mathcal{E} \quad (\mathcal{E}: \text{単位 } \text{V} \rightarrow \text{V})$$

$$a_n = a_0 e^{-\left(\frac{n}{N}\right)^2}$$

とする。

四重極モード χ ントを \mathcal{E} による時間積分の項は

$$\int_{-\infty}^t e^{i(\Delta - \Omega)(t-t')} \mathcal{E}^2(t') dt' \cong \mathcal{E}_0^2(t) \int_{-\infty}^t e^{i(\Delta - \Omega)(t-t')} \left(\sum_n a_n e^{-i n \Delta \omega t' - i \phi_n} \right)^2 dt'$$

$$= \mathcal{E}_0^2(t) \sum_{mn} \int_{-\infty}^t e^{i(\Delta - \Omega)(t-t')} a_m a_n e^{-i(m+n)\Delta \omega t' - i\phi_m - i\phi_n} dt'$$

$$= \mathcal{E}_0^2(t) \sum_{mn} a_m a_n \frac{e^{-i(m+n)\Delta \omega t - i\phi_m - i\phi_n}}{-i[\Delta - \Omega + (m+n)\Delta \omega]} \quad (111)$$

第二高調波を analyzer を通して観測するとし、
 図7のようには z 軸から測った analyzer 角と入射
 光の偏光角と夫々 θ_A, θ とする。analyzer 角が
 θ_A のとき観測される第二高調波強度に比例す

量 $P_{SH}(\theta_A)$ を次のように定義する。

$$\begin{aligned} P_{SH}(\theta_A) &= |(\tilde{Q}_{xy} \hat{x} + \tilde{Q}_{zy} \hat{z}) \cdot (\hat{x} \sin \theta_A + \hat{z} \cos \theta_A)|^2 \\ &= |\tilde{Q}_{xy} \sin \theta_A + \tilde{Q}_{zy} \cos \theta_A|^2 \\ &= |\tilde{Q}_{xy}|^2 \sin^2 \theta_A + |\tilde{Q}_{zy}|^2 \cos^2 \theta_A + (\tilde{Q}_{xy} \tilde{Q}_{zy}^* + \tilde{Q}_{zy}^* \tilde{Q}_{xy}) \sin \theta_A \cos \theta_A \end{aligned} \quad (112)$$

2 = 2 多モードの場合に $\omega \gg \omega_p$ である $|\tilde{Q}_{xy}|^2$, $|\tilde{Q}_{zy}|^2$, $\tilde{Q}_{xy}^* \tilde{Q}_{zy} + \tilde{Q}_{zy}^* \tilde{Q}_{xy}$ を求める。

1 $\tilde{Q}_{xy}(n)$, $\tilde{Q}_{zy}(n)$ を次のように定義する。

$$\begin{aligned} 2\tilde{Q}_{xy}(n) &= \sum_s \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \left\{ \frac{B_{\vec{F}}(-m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(-\frac{\epsilon}{2}, -m_F, H)} \right. \\ &\quad - \frac{A_{\vec{F}}^2(m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(\frac{\epsilon}{2}, m_F, H)} + \frac{F_{Td}^2(-\frac{3}{2}, H) A_{\vec{F}}^2(-m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(-\frac{3}{2}, -m_F, H)} \\ &\quad \left. - \frac{E_{Td}^2(\frac{3}{2}, H) B_{\vec{F}}^2(m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(\frac{3}{2}, m_F, H)} \right\} \frac{e^2 r r_Q}{10\sqrt{3}} \ell_x^2 \end{aligned} \quad (113)$$

$$\begin{aligned} 15 \quad 2\tilde{Q}_{zy}(n) &= \sum_s \frac{P_{ss}}{i\hbar^2(\omega - \omega_{ps} + i\Gamma_{ps})} \left\{ \frac{E_{Td}^2(-\frac{3}{2}, H) B_{\vec{F}}^2(-m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(-\frac{3}{2}, -m_F, H)} \right. \\ &\quad - \frac{F_{Td}^2(\frac{3}{2}, H) A_{\vec{F}}^2(m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(\frac{3}{2}, m_F, H)} + \frac{F_{Td}^2(-\frac{1}{2}, H) A_{\vec{F}}^2(-m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(-\frac{1}{2}, -m_F, H)} \\ &\quad \left. - \frac{E_{Td}^2(\frac{1}{2}, H) B_{\vec{F}}^2(m_F, H)}{\Delta + m\omega - \Omega(\frac{1}{2}, m_F, H)} \right\} \frac{e^2 r r_Q}{5\sqrt{3}} \ell_x \ell_z \end{aligned} \quad (114)$$

$2Q_{xy}(n), 2Q_{zy}(n)$ は (108) 式の Δ を $\Delta + m\omega$ に, E_x を E_x に $E_z \rightarrow E_z$ に変えたものに代って 113. (111) 式を考慮すると, (106)(107) 式より

$$\tilde{Q}_{xy} = \sum_m a_m a_m e^{-i(m+n)\omega t - i\phi_m - i\phi_n} Q_{xy}(m+n) E_0^2(t) \quad (115)$$

$$\tilde{Q}_{zy} = \sum_m a_m a_m e^{-i(m+n)\omega t - i\phi_m - i\phi_n} Q_{zy}(m+n) E_0^2(t) \quad (116)$$

これから

$$|\tilde{Q}_{xy}|^2 = E_0^4(t) \sum_{\substack{m, n \\ m', n'}} a_m a_n a_{m'} a_{n'} e^{-i(m+n-m'-n')\omega t - i(\phi_m + \phi_n - \phi_{m'} - \phi_{n'})} \times$$

$$\times Q_{xy}(m+n) Q_{xy}^*(m'+n') \quad (117)$$

各モードの位相 ϕ_n は規則性をもたずランダムに分布していると考え、 $m=m', n=n'$ 以外は $m=n', n=m'$ 以外の項は無視できる。なぜなら

$$|\tilde{Q}_{xy}|^2 \cong E_0^4(t) \sum_m 2 a_m^2 a_n^2 |Q_{xy}(m+n)|^2 \quad (118)$$

同様に

$$|\tilde{Q}_{zy}|^2 \cong E_0^4(t) \sum_m 2 a_m^2 a_n^2 |Q_{zy}(m+n)|^2 \quad (119)$$

$$Q_{xy} Q_{zy}^* \cong E_0^4(t) \sum_m 2 a_m^2 a_n^2 Q_{xy}(m+n) Q_{zy}^*(m+n) \quad (120)$$

$$Q_{xy}^* Q_{zy} \cong \varepsilon_0^4(t) \sum_m 2a_m^2 a_n^2 Q_{xy}^*(m+n) Q_{zy}(m+n) \quad (121)$$

∴ 同 上 //

$$P_{SH}(\theta_A) \cong 2 \varepsilon_0^4(t) \sum_m a_m^2 a_n^2 \left[|Q_{xy}(m+n)|^2 \sin^2 \theta_A + |Q_{zy}(m+n)|^2 \cos^2 \theta_A \right. \\ \left. + \{ Q_{xy}(m+n) Q_{zy}^*(m+n) + Q_{xy}^*(m+n) Q_{zy}(m+n) \} \sin \theta_A \cos \theta_A \right] \quad (122)$$

任意の関数 $f(m)$ について

$$\sum_m a_m^2 a_n^2 f(m+n) \cong \frac{1}{\sqrt{\pi} N} \sum_p e^{-\left(\frac{p}{N}\right)^2} f(p) \quad (123)$$

∴ 同 上 //

$$P_{SH}(\theta_A) \cong \frac{2}{\sqrt{\pi} N} \varepsilon_0^4(t) \sum_p e^{-\left(\frac{p}{N}\right)^2} \left[|Q_{xy}(p)|^2 \sin^2 \theta_A + |Q_{zy}(p)|^2 \cos^2 \theta_A \right. \\ \left. + \{ Q_{xy}(p) Q_{zy}^*(p) + Q_{xy}^*(p) Q_{zy}(p) \} \sin \theta_A \cos \theta_A \right] \quad (124)$$

$P_{SH}(\theta_A)$ の最大値は θ_A の値は

$$\theta_A = \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{P_{xz}}{P_z - P_x} \right) \quad (125)$$

但し

$$P_x = \sum_p e^{-\left(\frac{p}{N}\right)^2} |Q_{xy}(p)|^2$$

$$P_z = \sum_p e^{-\left(\frac{p}{N}\right)^2} |Q_{zy}(p)|^2 \quad (126)$$

$$P_{xz} = \sum_p e^{-\left(\frac{p}{N}\right)^2} \{ Q_{xy}^*(p) Q_{zy}(p) + Q_{xy}(p) Q_{zy}^*(p) \}$$

(113)
(114)(124)式を用いて第二高調波強度の数値計算を行
行い、その結果を図8に示す。計算に用いた
数値を表1に示す。

第2章 磁場中のナトリウム蒸気における

四重極第二高調波発生の実験

我々は、波長 6854\AA の色素レーザーハルス
光にフリナトリウム原子 $3S-3D$ 準位を二光子
共鳴励起し、ナトリウム原子からの第二高調
波光（波長 3427\AA ）を初めて観測した。本章
の前半部では、この観測された第二高調波光
が磁場中のナトリウム原子に誘起された四重
極モーメントからのコヒーレントな輻射であ
ることを確認し、後半部では前章で述べた理
論的計算から期待される幾つかの結果を実験
的に調べる。

2-1 実験装置

2-1-1 色素レーザー

実験に用いたレーザーは、フラッシュエタロン
で励起に用いる色素レーザーであり、概要を図
9に示す。使用色素は Rhodamine 6G と Cresyl violet
、夫々 36mg、100mg を 500 cc のメタノール
液に溶解させた混合色素溶液である。色素の
励起法は、Al 蒸着楕円鏡による共焦点励起と
なり、レーザーの共振器長は約 80 cm で
あり、波長選択はニットのフリップローエタ
ロン (ギャップ $7\mu\text{m}$ 及び $100\mu\text{m}$) に依り行い、発
振光の波長幅は約 0.5 \AA 、また発振光のパルス
幅は約 700 ns、発振強度は約 3 kW である。

2-1-2 ヒートパイプオーブン

アルカリ原子蒸気は反応性が高いため、ガラス容器は使用せず、ステンレスパイプ製のヒートパイプを用いた。パイプは内径 22 mm、長さ 30 cm であり、ニクロム線ヒーターにより加熱される。パイプ温度は、パイプの外側に取り付けられたアルメラーニウム熱電対により測定される。第二高調波光(波長 3427\AA)を観測される側の窓は石英ガラスを用いる。パイプの両端にあるガラス窓にナトリウム蒸気が付着し、さらに約 0.5 Torr 程度のアルゴンと緩衝気体としてパイプ中に入れ、これに両端付近を水冷して蒸気領域をパイプ中央部に制限するとともに、ガラス窓、オーリング等と熱的に保護する。

2-1-3 実験配置

後述の実験1~4に用いた実験装置配置を図10に示す。フラッシュランプ励起色素レーザーパルス光の一部をフォトダイオード(PD)と11°イコラナーフォトチューブ(BP)に導き夫々オシロスコープの外部トリガ用及びレーザーパルス強度測定用に用いる。レーザー光は、必要の場合には1/4板偏光器等を通過した後、焦点距離50cmのレンズL₁によりヒートパイプ中のナトリウム蒸気上に照射される。第二高調波光は焦点距離40cmの石英レンズL₂により平行ビームにされ、色ガラスフィルター及び石英プリズムによりレーザー光波長成分が除去され、さらに分光器を通した上光電子増倍管で検出される。静磁場はヘルムホルツコイル(HC)によりレーザー光の進行方向と垂直な向きに加えられる。このコイルから得られるヒートパイプ中央部にかかる最大磁場強度は約100 Gである。光電子増倍管の出力は入力インピーダンス1MΩの入力部をも

フオシロスコープにより観測されるため、積分波形になっており、第二高調波光の全光子数を測定してゐることに注意。

5

10

15

5

10

15

2-2 第二高調波長の観測

2-2-1 気体密度依存性

第二高調波強度の気体密度依存性を調べる
ことにより、蒸気中の各原子から輻射された
第二高調波光が原子毎に特定の位相関係をも
つていふかどうかの情報を得ることができ
る。すなわち各原子から輻射される光が互いに
位相関係をもたがランダムな場合には、光強
度は密度に比例し、完全な位相関係をもつ場
合には密度の二乗に比例する。本実験で考察
する第二高調波は有効分極が感受率が記述さ
れるものであり、第二高調波の位相は入射光
の位相と反映すると考えられる。従って第二
高調波は位相関係をもつ、コヒーレントな光
であり、その強度は密度の二乗に比例すると
考えられる。

図11は、第二高調波強度とナトリウム蒸気
密度の関係を測定したものである。実験条件
は磁場強度 60 G、入射光は円偏光、強度 3.5 W
。気体密度 $10^{13} \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ の範囲でほぼ二乗特性

を示してあり、観測している第二高調波光が
コヒーレントな輻射であることが分った。

気体密度依存性を述べる場合、考慮すべき
問題として位相整合がある。角周波数 2ω の光
が蒸気中を伝播する際にも波動ベクトルを
 $k_{2\omega}$ とする。角周波数 ω の入射光の波動ベクトルを k_{ω} とすると、蒸気中
に誘起される第二高調波の有効分極は入射光
電場の二乗に比例するため、その分極の位相
は $2k_{\omega} \cdot r$ (r は原子の位置座標) とする。通常
の光伝播では、光の波動ベクトルを k とすると
物質分極の位相は $k \cdot r$ と分かっているが、第二
高調波の発生伝播においては一般に $k_{2\omega} \neq 2k_{\omega}$
であるため、光の波動ベクトルと分極の位相
は異なっており、この違いが第二高調波強度
に影響を及ぼす。この現象は位相整合効果と
いってよく知られており、^[7] 第二高調波強度は気
体密度を $N \text{ cm}^{-3}$ とすると $N^2 |E|^2$ に比例する。
ここで $|E|^2$ は位相の違いに依存する項である。入射
光の共焦点パワー密度 (b) が試料長より十分短

[8]

い場合には $|I|^2$ の解析的な値が求められ、入射光及び第二高調波の波動ベクトルを夫々 k_w , k_{2w} , $\Delta k = 2k_w - k_{2w}$ とすると

$$|I|^2 = 4\pi^2 e^{-b\Delta k} \quad (b\Delta k > 0 \text{ のとき})$$

$$= \pi^2 \quad (b\Delta k = 0)$$

$$= 0 \quad (b\Delta k < 0)$$

[9]

本実験の場合にはセルマイヤーの式より

$$\Delta k = 1.2 \times 10^{-16} N \text{ とあり、} b = 1 \text{ cm とすると}$$

$$|I|^2 = 4\pi^2 e^{-1.2 \times 10^{-16} N}$$

従って気体密度 N が $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 以下の場合には $|I|^2$ はほぼ N に無関係にあり、第二高調波強度は密度の二乗に比例することになる。密度が高くなり、位相整合効果の他に入射光の吸収の影響などが現われてくるため二乗特性がずれてくるものと考えられる。

2-2-2 入射光強度依存性

観測してゐる第二高調波の有効分極が(45)式
のように入射光電場の二乗に比例するならば
第二高調波強度は入射光強度の二乗に比例す
るはずである。

図12は、磁場強度70 G 円偏光入射光、ナ
トリウム蒸気密度 $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ における入射光強
度と第二高調波強度の関係を測定した結果で
ある。図中実線は傾き2の直線であり、第二
高調波強度は入射光強度の二乗に比例してゐ
ることが分かった。

気体密度依存性と入射光強度依存性の実験
により、第二高調波の有効分極は入射光電場
の二乗に比例してゐることが実験的に確認さ
れたことになる。

2-2-3 磁場強度依存性

次に第二高調波強度の磁場強度依存性を測定した結果を図13に示す。実験条件は、ナトリウム蒸気密度 $1.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 入射光は強度3 kWの円偏光である。この実験結果から第二高調波強度は約100 G以下では磁場強度の二乗に比例していることが分った。

これより得られた実験結果から、有効分極 P は入射光電場を E 、磁場強度を H とすると $P \propto E^2 H$ と書けることが分った訳である。

2-2-4 入射光の偏光依存性

ナトリウム原子 3S-3D間の許容遷移のうち最低次のものは四重極遷移であり、電気双極子 磁気双極子遷移は禁止されている。従ってこれまでの実験で観測した第二高調波は四重極輻射であると考えられる。そこで四重極輻射による第二高調波について理論的計算を行なった結果が第一章の内容である。計算によると(45)式で表わされるように磁場の方向と入射光の直線偏光とのなす角を θ とすると、有効分極は $E^2 H \sin\theta$ に比例し、第二高調波強度は $\sin^2\theta$ に比例する。磁気双極子輻射の場合には有効分極は $E^2 H \cos\theta$ に比例する。従って第二高調波の入射光の偏光依存性を調べることにより四重極輻射であるかどうかを決定できる。

図14は、入射光の偏光方向 θ にたいする第二高調波強度の関係を測定した結果である。実験条件は、磁場強度 60 G、ナトリウム蒸気密度 $8.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。実験結果は、第二高調波強度は $\sin^2\theta$ に比例していることを示しており、

この実験によつて我々の観測した第二高調波は四重極輻射であると考へてはば間違ひないと思われろ。

これを述べてきた実験により、第二高調波の有効分極 P は、気体密度を N 、入射光電場を E 、磁場を H 、入射光偏光と磁場のなす角を θ とすると

$$P \propto NE^2H \sin \theta$$

と書けることが実験的に明らかになつた。このことから観測した第二高調波はコヒーレントな四重極輻射であると考へられる。

第3章 強磁場における第二高調波の観測

これまでの実験ではすべて磁場強度が約100G以下のもので行われたものである。更に強磁場にしていくと1章の理論によつて第二高調波強度の飽和と偏光の回転が期待される。強磁場における実験を行なうため、実験装置の改良 自動化を進めた。

3-1 実験装置

3-1-1 N_2 レーザー励起色素レーザー

これまでの実験で使用したフラッシュランプで励起色素レーザーは手動によりトリがされるものでその繰返しも0.5~1 ppm程度であった。窒素(N_2)レーザーは繰返し周波数が高くこれ、測定値の平均化、自動処理化が容易になる。実験で使用した N_2 レーザー及び色素レーザーの概要を図15に示す。 N_2 レーザーはガウスエポキシ基板を使ったブルムライン型のものであり、出力約200kW、パルス幅2.5msである。色素レーザーは望遠鏡と回折格子により波長選択を行なう横励起型のものではあ

る。色素は Rhodamine B と cresyl violet あるいは
Rhodamine B と Nile-blue との混合色素溶液を用い
、発振波長 6854\AA において色素レーザーの出
力約 $1\sim 2\text{ kW}$ 、パルス幅 2.5 ns 、波長幅約 1\AA
である。

3-1-2 セートパイプ温度調節器

セートパイプの温度を $\pm 1^{\circ}\text{C}$ 以下に保持するため、セートパイプの温度調節器を自作した。回路図を図16に示す。

3-1-3 パルス波形積分器

光電子増倍管の出力を 50Ω の入力インピーダンスで受け、入力波形の面積に比例する電圧を出力する4チャンネルの積分器を用いた。

3-1-4 実験配置

図17に実験配置を示す。磁場はポールピースを設けることに伴い約 1500G まで得られる。フォトダイオードの出力を積分器のゲート用に用い、バイポーラークロフトチューブの出力は反転増幅後、積分器チャンネル2に入れられる。光電子増倍管出力は増幅後、積分器チャンネル1に入れられる。磁場を与える電流源はコントローラによりデジタル的に変化し、一定のレーガーパルス数を数えた後、

1 ステップ増加する。電流値は電圧に変換され、X-YレコーダのX軸入力とされ Y 軸は積分器チャンネル1出力とされる。同時にレーザー出力チャンネル2をレコーダーに書きこみレーザー出力をモニタしている。

3-2 強磁場における第二高調波の観測

3-2-1 磁場強度依存性

1章の議論から強磁場における第二高調波強度の飽和が期待される。1章(48)式より飽和磁場強度はおよそ P_{ca}/γ の程度である。 P_{ca} と γ はドップラー幅と γ は3D状態の値をとると、 400°C におけるナトリウム蒸気では $P_{ca} = 0.056 \text{ cm}^{-1}$ 、 $\gamma(3D_5) = 168 \text{ MHz/G}$ 。 これより飽和磁場強度は約 1 kG となる。

波長 6854\AA の N_2 レーザー励起色素レーザー光を磁場に垂直な方向に直線偏光させ、ナトリウム蒸気温度 400°C のもとで第二高調波強度と磁場強度の関係を測定した。色素レーザーの線返しは約 2 Hz 、磁場1スリット当たり約120パルスの積分をとっている。図18はこの実験結果である。実線は1章(124)式より数値計算から求めた曲線である。実験結果は明らかに第二高調波強度の飽和特性を示している。第二高調波光の代わりにレーザーを擬似信号として実験系の飽和点、直線性などを調べてあ

り、炭電子増倍管その他実験系に於て飽和ど
けはいい。

5

10

15

5

10

15

3-2-2 第二高調波の偏光の回転

約100 G以下の弱磁場の場合には、第二高調波の偏光は入射光が直線偏光のときにはやはり同一方向の直線偏光であり、入射光が円偏光のときには第二高調波も円偏光になり、このことは、理論から予想され実験でも確認された。

さて1章の結果から第二高調波強度の飽和効果が現われるような強磁場のもとでは、入射光が直線偏光の場合第二高調波の偏光が入射光の偏光からずれてくることが期待される。

実験では入射光の偏光と磁場方向と45度の角をばすようにし(45度のとき最も偏光のずれが大きいと予想される)UVアナライザーを用いて第二高調波の偏光特性を測定した。

アナライザーはステッピングモーターによりデジタル的に回転し、その回転角を電圧信号に変換してレコーダーのX軸入力とする。磁場強度を10 Gauss毎に、アナライザーの回転角と第二高調波強度の関係を測定し、極

小値を与えるアナライザーの回転角と比較して偏光の回転(ずれ)を算出する。このようにして得られた結果が図19である。実線は1章(25)式から数値計算により求めたものである。(これはローレンツ型のスピン分布として求めた結果であり実験値との定量的な比較には適当ではないかもしれない。)実験結果から偏光の回転は明らかに生じており、実験誤差を考慮すると実験と数値計算との一致はほぼ良好であると思われる。

4章 分光的应用 — Ar-Na Pressure Broadening 係数の測定

これを述べてきた実験結果から磁場中のナトリウム蒸気による四重極第二高調波の特性は明らかにわかったものと思われる。そこで四重極第二高調波発生分光学的应用の例として、アルゴン原子との衝突によるナトリウム原子 $3S-3D$ コヒーレンスの減衰係数 Γ の測定を行なった。弱磁場では1章(48)式から分るように第二高調波強度は Γ_a^{-4} に比例する。この関係は物質の構造に依存しない。この関係を用いて Γ_a の変化と第二高調波強度の変化として測定できる。

図20は、磁場強度80 G、ナトリウム蒸気温度400 °C におけるアルゴンガスの圧力と第二高調波強度の関係を測定した結果である。入射光の偏光は磁場と垂直な直線偏光であり、ヒートパイプ中のアルゴンガスの圧力は水銀マノメータで直読してゐる。

4-1 Ar-Na Pressure Broadening 係数

ドップラー幅に与る減衰率を Γ_0 、アルゴン
ガスの圧力を P Torr とすれば、3S-3Dコヒー
レンスの減衰率 Γ_{sd} は

$$\Gamma_{sd} = \Gamma_0 + P \cdot P = 0.0563 \text{ cm}^{-1} + P \cdot P$$

1章(124)式を用いて求めた第二高調波強度の Γ_{sd}
依存性と実験値が最もよく合うように P を決
定する。図20において実験値はこのようにして
求められた P の値を用いて、1章(124)式を圧力
 P の関数として求めたものである。

最終的に得られた P の値は 19 MHz/Torr で
ある。3D状態については他に比較すべき実験
データがないのでこの値の妥当性は不明であ
る。4D状態では $47 \pm 3 \text{ MHz/Torr (670°K)}$ と
いう値が P. F. Liao らにより求められている。

第5章 みとめ

我々が初めて観測した磁場中の気体による第二高調波の発生について理論的及び実験的に考察を行い、観測された第二高調波はコヒーレントな電気四重極輻射であることが示された。この場合特に磁場の効果は、単に物質の対称性を破るといふよりも位相整合方向に輻射成分をもつように入射光によって誘起された四重極モーメントを磁場の回りに回転させることにあることが明らかにされた。

さらに、理論的考察から期待される強磁場における第二高調波強度の飽和及び第二高調波の偏光の回転を観測し、超微細構造まで考慮した理論計算とほぼ一致する結果が得られた。

次に、電気四重極第二高調波の分光的応用として Ar-Na 衝突によるナトリウム原子 3S-3D 間コヒーレンスの減衰係数を測定し、 $19 \text{ MHz/Torr (400 } ^\circ\text{C)}$ という値を得、双極子禁止準位間の緩和時間の測定法として有用で

あることが示された。

謝辞

大学院入学以来 本研究の基礎にかかわる御指導をいただいた端恒夫教授に感謝いたします。

本研究の当初から松岡正浩助教授には有益な助言、指導をいただいた。また中塚宏樹助手は本実験の発案者の一人であり、理論的考察において有益な助言をいただき、また実験においても多くの協力をいただいた。光永正治氏には議論、実験にわたり協力していただいた。藤田雅幸氏には実験面の協力をいただいた。ここに合わせ感謝いたします。

付録 1 (25)式の導出

よく知られて 113 公式 F 1)

$$\sum_{m_4 m_5 m_6} (-1)^{j_4 + j_5 + j_6 - m_4 - m_5 - m_6} \begin{pmatrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ m_1 & -m_5 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4 & m_2 & -m_6 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} j_4 & j_5 & j_3 \\ -m_4 & m_5 & m_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix} \quad (A-1)$$

両辺に $(2j_2+1) \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4' & m_2 & -m_6' \end{pmatrix}$ をかけ j_2, m_2 に \rightarrow 117

和をとると

$$\sum_{j_2 m_2} \sum_{m_4 m_5 m_6} (-1)^{j_4 + j_5 + j_6 - m_4 - m_5 - m_6} (2j_2+1) \begin{pmatrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ m_1 & -m_5 & m_6 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} j_4 & j_5 & j_3 \\ -m_4 & m_5 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4 & m_2 & -m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4' & m_2 & -m_6' \end{pmatrix}$$

$$= \sum_{j_2 m_2} (2j_2+1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4' & m_2 & -m_6' \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix} \quad (A-2)$$

直交性

$$\sum_{j m} (2j+1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1 & m_2 & -m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j \\ m_1' & m_2' & -m \end{pmatrix} = \delta_{m_1 m_1'} \delta_{m_2 m_2'} \quad (A-3)$$

F 1)

$$\sum_{m_4 m_5 m_6} (-1)^{j_4 + j_5 + j_6 - m_4 - m_5 - m_6} \begin{pmatrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ m_1 & -m_5 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_5 & j_3 \\ -m_4 & m_5 & m_3 \end{pmatrix} \delta_{m_4 m_4'} \delta_{m_6 m_6'} \\ = \sum_{j_2 m_2} (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4 & m_2 & -m_6' \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix} \quad (A-4)$$

$$\sum_{m_5} (-1)^{j_4 + j_5 + j_6 - m_4 - m_5 - m_6} \begin{pmatrix} j_1 & j_5 & j_6 \\ m_1 & -m_5 & m_6 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_5 & j_3 \\ -m_4 & m_5 & m_3 \end{pmatrix} \\ = \sum_{j_2 m_2} (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4 & m_2 & -m_6 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix} \quad (A-5)$$

左辺を書き直して

$$\sum_{m_5} (-1)^{j_4 + j_5 + j_6 - m_4 - m_5 - m_6} \begin{pmatrix} j_3 & j_4 & j_5 \\ m_3 & -m_4 & m_5 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_5 & j_6 & j_1 \\ -m_5 & m_6 & m_1 \end{pmatrix} \\ = \sum_{j_2 m_2} (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} j_4 & j_2 & j_6 \\ m_4 & m_2 & -m_6 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ j_4 & j_5 & j_6 \end{Bmatrix} \quad (A-6)$$

$$j_1 = J_a, \quad j_3 = J_c, \quad j_4 = 1, \quad j_5 = J_b, \quad j_6 = 1, \quad m_1 = m_a, \quad m_3 = -m_c,$$

$$m_4 = g_1, \quad m_5 = m_b, \quad m_6 = -g_2 \quad \text{と} \quad \pi < \quad \text{と}$$

$$\sum_{m_b} (-1)^{J_b - g_1 - m_b - g_2} \begin{pmatrix} J_c & 1 & J_b \\ -m_c & -g_1 & m_b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_b & 1 & J_a \\ -m_b & -g_2 & m_a \end{pmatrix}$$

$$= \sum_{j_2 m_2} (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} J_a & j_2 & J_c \\ m_a & m_2 & -m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j_2 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} J_a & j_2 & J_c \\ 1 & J_b & 1 \end{Bmatrix} \quad (A-7)$$

これを (23) 式に代入すると

$$\sum_{m_b} A_g = e^2 \sum_{g_1, g_2} (-1)^{[T_c, T_b] + [T_b, T_a] + [T_a, T_c] - m_c - m_a - T_b} \times$$

$$\times \sum_{j_2, m_2} (2j_2 + 1) \begin{pmatrix} T_a & j_2 & T_c \\ m_a & m_2 & -m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & j_2 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} (r)(r)(Q)$$

$$= e^2 \sum_{g_1, g_2} (-1)^{[T_c, T_b] + [T_b, T_a] + [T_a, T_c] - m_c - m_a - T_b} \times$$

$$\times \left[5 \sum_{m_2} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ m_a & m_2 & -m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ 1 & T_b & 1 \end{pmatrix} \right.$$

$$+ 3 \sum_{m_2} \begin{pmatrix} T_a & 1 & T_c \\ m_a & m_2 & -m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 1 & T_c \\ 1 & T_b & 1 \end{pmatrix} \left. \right]$$

$$+ \sum_{m_2} \begin{pmatrix} T_a & 0 & T_c \\ m_a & m_2 & -m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 0 & T_c \\ 1 & T_b & 1 \end{pmatrix} \times$$

$$\times \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} (r)(r)(Q)$$

(A-8)

$$\sum_{g_1, g_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ g_1 & m_2 & g_2 \end{pmatrix} \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} = 0 \quad \text{for } m_2$$

$$(-1)^{-m_c - m_a - T_b + T_a} = (-1)^{T_a + T_b + 0} \quad \text{for } m_2$$

$$\sum_{m_b} A_g = e^2 \sum_{g_1, g_2} (-1)^{[T_c, T_b] + [T_b, T_a] + [T_a, T_c] - m_c - m_a - T_b} \times$$

$$\times \left[5 (-1)^{T_a + T_c} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & g & m_c \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ g_1 & g_2 & -g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ T_a & T_b & T_c \end{Bmatrix} \right.$$

$$\left. + (-1)^{T_a + T_c} \begin{pmatrix} T_a & 0 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & g & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ g_1 & g_2 & -g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ T_a & T_b & T_c \end{Bmatrix} \right] \times$$

$$\times \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} (r) (r) (Q)$$

$$= e^2 \sum_{g_1, g_2} (-1)^{[T_c, T_b] + [T_b, T_a] + [T_a, T_c] + T_a + T_b + T_c + g} \times$$

$$\times \left[5 \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & g & m_c \end{pmatrix}^2 \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ g_1 & g_2 & -g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ T_a & T_b & T_c \end{Bmatrix} \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} T_a & 0 & T_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & g & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ g_1 & g_2 & -g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ T_a & T_b & T_c \end{Bmatrix} \right] \times$$

$$\times \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} (r) (r) (Q)$$

(A-9)

(2b) の α_j に $(\varepsilon\varepsilon)_{kg} \in$

$$(\varepsilon\varepsilon)_{kg} = (-1)^g \sqrt{2k+1} \sum_{g_1, g_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ g_1 & g_2 & -g \end{pmatrix} \varepsilon_{g_1} \varepsilon_{g_2} \quad (A-10)$$

とすると

$$\sum_{mb} A_q = e^2 (-1)^{[\tau_c, \tau_b] + [\tau_b, \tau_a] + [\tau_a, \tau_c] + \tau_a + \tau_b + \tau_c} \times$$

$$\times \left[\sqrt{5} \begin{pmatrix} \tau_a & 2 & \tau_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ \tau_a & \tau_b & \tau_c \end{Bmatrix} (\epsilon\epsilon)_{2q} \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} \tau_a & 0 & \tau_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau_a & 2 & \tau_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 1 \\ \tau_a & \tau_b & \tau_c \end{Bmatrix} (\epsilon\epsilon)_{0q} \right] (r)(r)(Q)$$

(A-11)

付録2 (37)式の導出

$$(-1)^{J_a - m_a} \begin{pmatrix} J_a & J_a & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} \propto m_a \quad \text{※ 1)}$$

$$\sum_{m_a m_c} (-1)^{J_a - m_a} \begin{pmatrix} J_a & J_a & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 \quad (\text{A-12})$$

と求めることにする。

(A-1)式において $j_1=1$, $j_2=2$, $j_3=2$, $j_4=J_c$,
 $j_5=J_a$, $j_6=J_a$, $m_1=0$, $m_2=q$, $m_3=-q$, $m_4=m_c$,
 $m_5=m_a$, $m_6=m_a'$ とおいて

$$\sum_{m_a m_a' m_c} (-1)^{2J_a + J_c - m_a - m_a' - m_c} \begin{pmatrix} 1 & J_a & J_a \\ 0 & -m_a & m_a' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_c & 2 & J_a \\ m_c & q & -m_a' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_c & J_a & 2 \\ -m_c & m_a & -q \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 0 & q & -q \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} 1 & 2 & 2 \\ J_c & J_a & J_a \end{matrix} \right\} \quad (\text{A-13})$$

$$\begin{pmatrix} 1 & J_a & J_a \\ 0 & -m_a & m_a' \end{pmatrix} \propto \delta_{m_a m_a'} \quad \text{※ 1)}$$

$$\sum_{m_a m_c} (-1)^{2J_a + J_c - 2m_a - m_c} \begin{pmatrix} 1 & J_a & J_a \\ 0 & -m_a & m_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_c & 2 & J_a \\ m_c & q & -m_a \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_c & J_a & 2 \\ -m_c & m_a & -q \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 0 & q & -q \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} 1 & 2 & 2 \\ J_c & J_a & J_a \end{matrix} \right\} \quad (\text{A-14})$$

左辺を書き直して

$$\sum_{m_a m_c} (-1)^{3T_c - m_c + 4T_a + 1} \begin{pmatrix} T_a & T_a & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2$$

$$= \sum_{m_a m_c} (-1)^{-T_c + 1 - m_a + q} \begin{pmatrix} T_a & T_a & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 \quad (A-15)$$

∴ 右辺は (A-14) は

$$\sum_{m_a m_c} (-1)^{T_a - m_a} \begin{pmatrix} T_a & T_c & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2$$

$$= (-1)^{-T_a - T_c + 1 + q} \begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 0 & q & -q \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 2 \\ T_c & T_a & T_a \end{Bmatrix} \quad (A-16)$$

$$\begin{pmatrix} 1 & 2 & 2 \\ 0 & q & -q \end{pmatrix} = \frac{(-1)^{-q}}{\sqrt{30}} q \quad \text{Bv.}$$

$$(-1)^{T_a - m_a} \begin{pmatrix} T_a & T_a & 1 \\ m_a & -m_a & 0 \end{pmatrix} = \frac{2m_a}{\sqrt{2T_a(2T_a+1)(2T_a+2)}} \quad \text{Bv.}$$

$$\sum_{m_a m_c} m_a \begin{pmatrix} T_a & 2 & T_c \\ -m_a & q & m_c \end{pmatrix}^2 = \frac{\sqrt{2T_a(2T_a+1)(2T_a+2)}}{2\sqrt{30}} (-1)^{-T_a - T_c + 1} q \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 2 \\ T_c & T_a & T_a \end{Bmatrix} \quad (A-17)$$

$$\Rightarrow T_c \begin{Bmatrix} 1 & 2 & 2 \\ T_c & T_a & T_a \end{Bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{30}} \frac{[T_a(T_a+1)+6-T_c(T_c+1)]}{\sqrt{2T_a(2T_a+1)(2T_a+2)}} (-1)^{T_c+T_a+1} \quad \text{Bv.}$$

$$\sum_{m_a m_c} m_a \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix}^2 = \frac{g}{60} [J_a(J_a+1) + 6 - J_c(J_c+1)] \quad (A-18)$$

同様に

$$\sum_{m_a m_c} m_c \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix}^2 = \frac{-g}{60} [J_c(J_c+1) + 6 - J_a(J_a+1)] \quad (A-19)$$

(A-18) (A-19) を

$$\begin{aligned} & \sum_{m_a m_c} (\gamma_c m_c - \gamma_a m_a) \begin{pmatrix} J_a & 2 & J_c \\ -m_a & 0 & m_c \end{pmatrix}^2 \\ &= \frac{g}{60} \left[\gamma_c \{ J_a(J_a+1) - 6 - J_c(J_c+1) \} + \gamma_a \{ J_c(J_c+1) - 6 - J_a(J_a+1) \} \right] \end{aligned} \quad (A-20)$$

付録3 (92)式の導出

$$B_q = e^2 \langle 3D_{Td}^{m_{Td}} | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3P_{Tp}^{m_{Tp}} \rangle \langle 3P_{Tp}^{m_{Tp}} | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3S_F^{m_F} \rangle \langle 3S_F^{m_F} | Q_q | 3D_{Td}^{m_{Td}} \rangle$$

$$= e^2 \sum_{\substack{m_S m_S' m_S'' \\ m_P m_P' \\ m_d m_d'}} D(T_d, m_{Td}, m_S', m_d) P(T_p, m_{Tp}, m_S', m_P) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3P m_P \rangle$$

$$\times P(T_p, m_{Tp}, m_S, m_P') S_A(F, m_F, m_S, 0) \langle 3P m_P' | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3S 0 \rangle \times$$

$$\times S_A(F, m_F, m_S'', 0) D(T_d, m_{Td}, m_S'', m_d') \langle 3S 0 | Q_q | 3d m_d' \rangle$$

$$+ e^2 \sum D(T_d, m_{Td}, m_S', m_d) P(T_p, m_{Tp}, m_S', m_P) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3P m_P \rangle \times$$

$$\times P(T_p, m_{Tp}, m_S, m_P') S_B(F, m_F, m_S, 0) \langle 3P m_P' | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3S 0 \rangle \times$$

$$\times S_B(F, m_F, m_S'', 0) D(T_d, m_{Td}, m_S'', m_d') \langle 3S 0 | Q_q | 3d m_d' \rangle$$

$$= e^2 \sum_{\substack{m_S' \\ m_P m_P' \\ m_d m_d'}} D(T_d, m_{Td}, m_S', m_d) P(T_p, m_{Tp}, m_S', m_P) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3P m_P \rangle \times$$

$$\times P(T_p, m_{Tp}, \frac{1}{2}, m_P') S_A(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) \langle 3P m_P' | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3S 0 \rangle \times$$

$$\times S_A(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) D(T_d, m_{Td}, \frac{1}{2}, m_d') \langle 3S 0 | Q_q | 3d m_d' \rangle$$

$$+ e^2 \sum D(T_d, m_{Td}, m_S', m_d) P(T_p, m_{Tp}, m_S', m_P) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3P m_P \rangle \times$$

$$\times P(T_p, m_{Tp}, -\frac{1}{2}, m_P') S_B(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) \langle 3P m_P' | \vec{r} \cdot \vec{\epsilon} | 3S 0 \rangle \times$$

$$\times S_B(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) D(T_d, m_{Td}, -\frac{1}{2}, m_d') \langle 3S 0 | Q_q | 3d m_d' \rangle$$

(A-21)

$$P(J, m_J, m_S, m_P) = (-1)^{\frac{1}{2} + m_J} \sqrt{2J+1} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & J \\ m_P & m_S & -m_J \end{pmatrix} \quad (A-1)$$

$$\sum_{J_P m_{J_P}} P(J_P, m_{J_P}, m_S', m_P) P(J_P, m_{J_P}, \frac{1}{2}, m_P')$$

$$= \sum_{J_P m_{J_P}} (2J_P+1) \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & J_P \\ m_P & m_S' & -m_{J_P} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & J_P \\ m_P' & \frac{1}{2} & -m_{J_P} \end{pmatrix} = \delta_{m_P m_P'} \delta_{m_S' \frac{1}{2}}$$

$$\sum_{J_P m_{J_P}} P(J_P, m_{J_P}, m_S', m_P) P(J_P, m_{J_P}, -\frac{1}{2}, m_P') = \delta_{m_P m_P'} \delta_{m_S' -\frac{1}{2}}$$

$$\therefore \textcircled{1} = \textcircled{2} \quad (A-1)$$

$$\sum_{J_P m_{J_P}} B_q = e^2 \sum_{\substack{m_P \\ m_d}} D^2(J_d, m_{J_d}, \frac{1}{2}, m_d) S_A^2(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3p m_P \rangle \times$$

$$\times \langle 3p m_P | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3s 0 \rangle \langle 3s 0 | Q_q | 3d m_d \rangle$$

$$+ e^2 \sum D^2(J_d, m_{J_d}, -\frac{1}{2}, m_d) S_B^2(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3p m_P \rangle \times$$

$$\times \langle 3p m_P | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3s 0 \rangle \langle 3s 0 | Q_q | 3d m_d \rangle$$

(A-22)

$$A_q \approx$$

$$A_q = \langle 3d m_d | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3p m_P \rangle \langle 3p m_P | \vec{r} \cdot \vec{\xi} | 3s 0 \rangle \langle 3s 0 | Q_q | 3d m_d \rangle$$

$$\text{to } \delta_1 < \epsilon$$

$$A_q = \sum_{\delta_1 \delta_2} (-1)^{1-\delta_1-\delta_2-m_d-m_P} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ -m_d & \delta_1 & m_P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ -m_P & \delta_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 2 & 2 \\ 0 & \delta_1 & m_d \end{pmatrix} \xi_{\delta_1} \xi_{\delta_2} r \cdot r Q$$

(A-23)

$$\sum_{m_p} A_q = \sum_{q_1, q_2} (-1)^{1-q_1-m_d} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ -m_d & -q_1 & -q_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 \\ q_2 & -q_2 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 2 & 2 \\ 0 & q & m_d \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2} \times$$

$\times r r Q$

(A-24)

$$\begin{pmatrix} j' & j' & 0 \\ m & -m & 0 \end{pmatrix} = (-1)^{j'-m} \frac{1}{\sqrt{2j'+1}} \quad F'1)$$

$$\sum_{m_p} A_q = \delta(m_d + q) \sum_{q_1, q_2} \frac{(-1)^{-q_1-q_2}}{\sqrt{15}} \begin{pmatrix} 2 & 1 & 1 \\ q & -q_1 & -q_2 \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2} r r Q$$

$$= \delta(m_d + q) \sum_{q_1, q_2} \frac{(-1)^q}{\sqrt{15}} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ q_1 & q_2 & -q \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2} r r Q$$

(A-25)

$$(\varepsilon\varepsilon)_{2q} = \sum_{q_1, q_2} (-1)^q \sqrt{5} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 2 \\ q_1 & q_2 & -q \end{pmatrix} \varepsilon_{q_1} \varepsilon_{q_2} \quad F'1)$$

$$\sum_{m_p} A_q = \delta(m_d + q) \frac{(\varepsilon\varepsilon)_{2q}}{5\sqrt{3}} r r Q$$

(A-26)

(A-22) F'1)

$$\sum_{T_p, m_{T_p}} B_q = e^2 \sum_{m_p, m_d} D^2(T_d, m_{T_d}, \frac{1}{2}, m_d) S_A^2(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) A_q$$

$$+ e^2 \sum D^2(T_d, m_{T_d}, -\frac{1}{2}, m_d) S_B^2(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) A_q$$

(A-27)

(A-26) $\vec{A} \in \mathcal{A} \quad \lambda \neq 0 \in$

$$\sum_{T_p, m_{T_p}} B_q = e^2 \sum_{m_d} \left[D^2(T_d, m_{T_d}, \frac{1}{2}, m_d) S_A^2(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) \delta(m_d + q) \right]$$

$$+ D^2(T_d, m_{Td}, -\frac{1}{2}, m_d) S_B^2(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) \delta(m_d + \frac{1}{2}) \Big] \frac{(EE)_{2q}}{5\sqrt{3}} \quad r r Q$$

$$= e^2 \left[D^2(T_d, m_{Td}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) S_A^2(F, m_F, \frac{1}{2}, 0) \right.$$

$$\left. + D^2(T_d, m_{Td}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}) S_B^2(F, m_F, -\frac{1}{2}, 0) \right] \frac{(EE)_{2q}}{5\sqrt{3}} \quad r r Q$$

(A-28)

(90) 式' P // D, S \in E, F 及 v A 係数 ϵ 使, τ 表す
す ϵ

$$\sum_{T_d, m_{Td}} B_q = e^2 \left[F_{Td}^2(m_{Td}) A^2(F, m_F) \delta(m_{Td} - \frac{1}{2} + \frac{1}{2}) \right.$$

$$\left. + E_{Td}^2(m_{Td}) B^2(F, m_F) \delta(m_{Td} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}) \right] \frac{(EE)_{2q}}{5\sqrt{3}} \quad r r Q$$

(A-29)

References

1. D. S. Bethune, R. W. Smith, and Y. R. Shen, *Phys. Rev. Lett.* 37, 431 (1976).
2. A. Flusberg, T. Mossberg, and S. R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* 38, 59 (1977).
3. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *The Classical Theory of Fields* (Pergamon Press, 1959), p. 204.
4. G. Breit and I. I. Rabi, *Phys. Rev.* 38, 2082 (1931)
E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* 49, 31 (1977).
5. E. U. Condon and G. H. Shortley, *The Theory of Atomic Spectra* (Cambridge University Press, 1970), p. 152.
6. *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams*, edited by S. Bashkin and J. O. Stoner, Jr. (North-Holland Publishing Co., Amsterdam, 1975), Vol. 1, p. 343.
7. A. Yariv, *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975), p. 423.
8. J. F. Ward and G. H. C. New, *Phys. Rev.* 185, 57 (1969).
9. R. B. Miles and S. E. Harris, *IEEE J. Quantum Electron.* 9, 470 (1973).

表 1

Na 3S 状態のエネルギー	$A = 885.81306 \text{ MHz}$ $\mu_B = 0.4668599 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} / \text{G}$
Na 3D 状態のエネルギー	$E(3D_{3/2}) = 29172.904 \text{ cm}^{-1}$ $E(3D_{5/2}) = 29172.855 \text{ cm}^{-1}$ $\zeta_{3d} = -0.0196 \text{ cm}^{-1}$
減衰率	$\Gamma_{ds} = 0.0563 \text{ cm}^{-1}$
レーザー モード間隔	$\Delta\omega = 0.02 \text{ cm}^{-1}$
モード数	$N = 50$

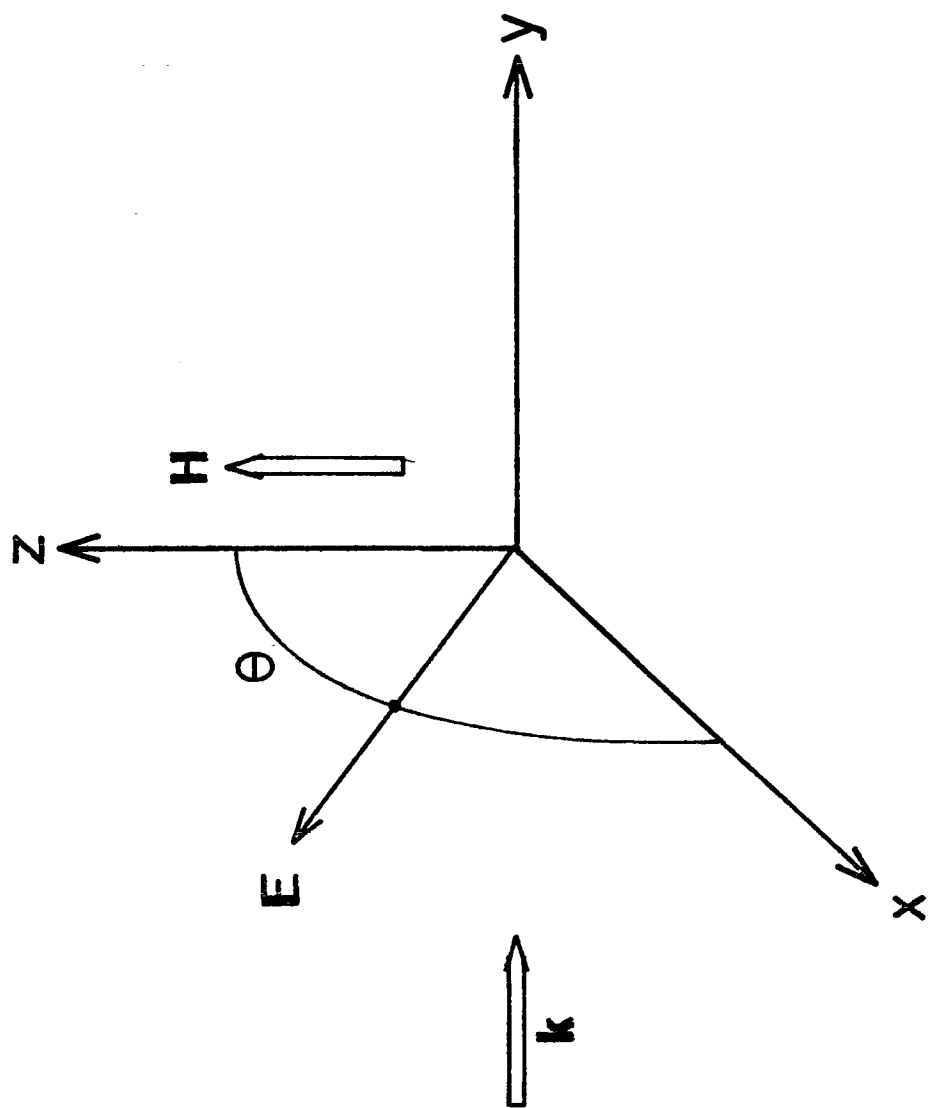


Fig. 7

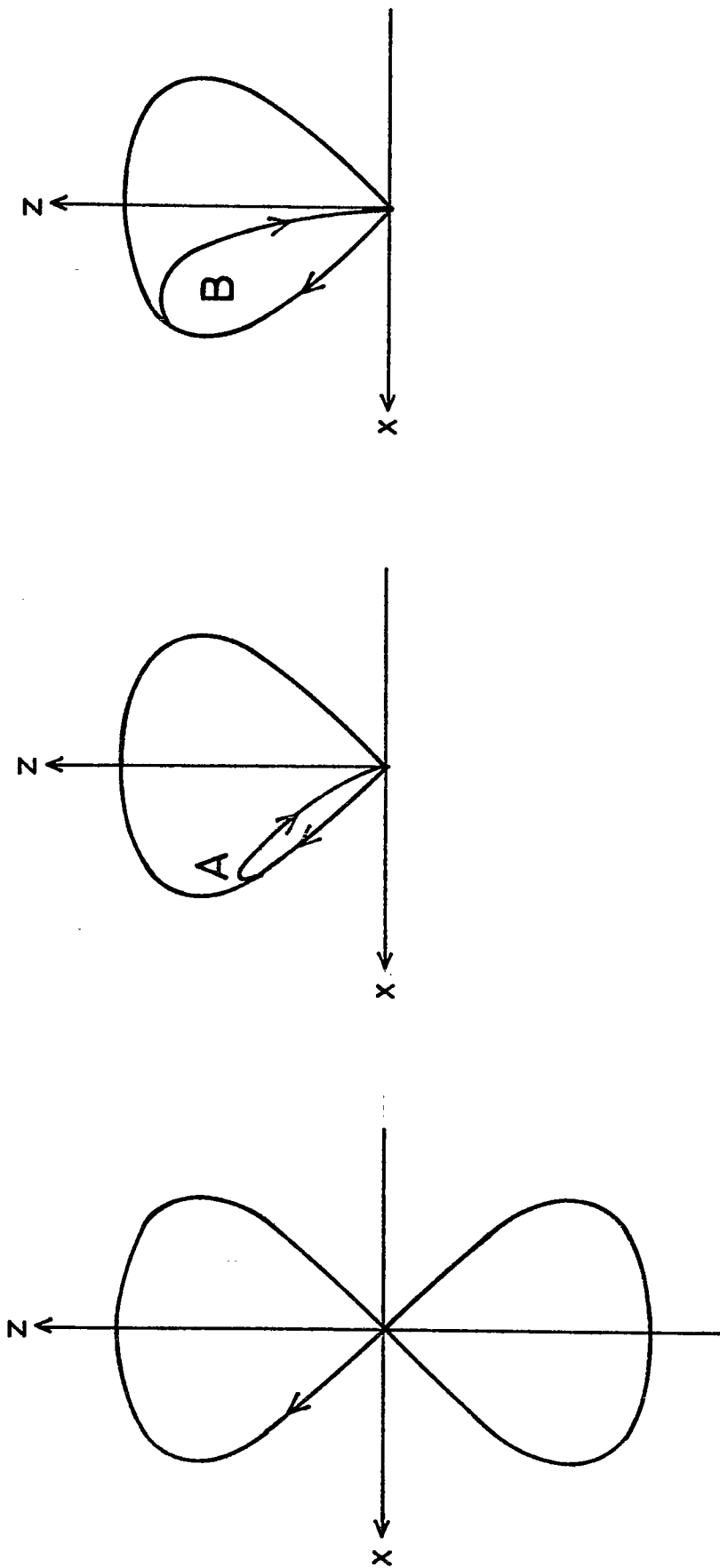
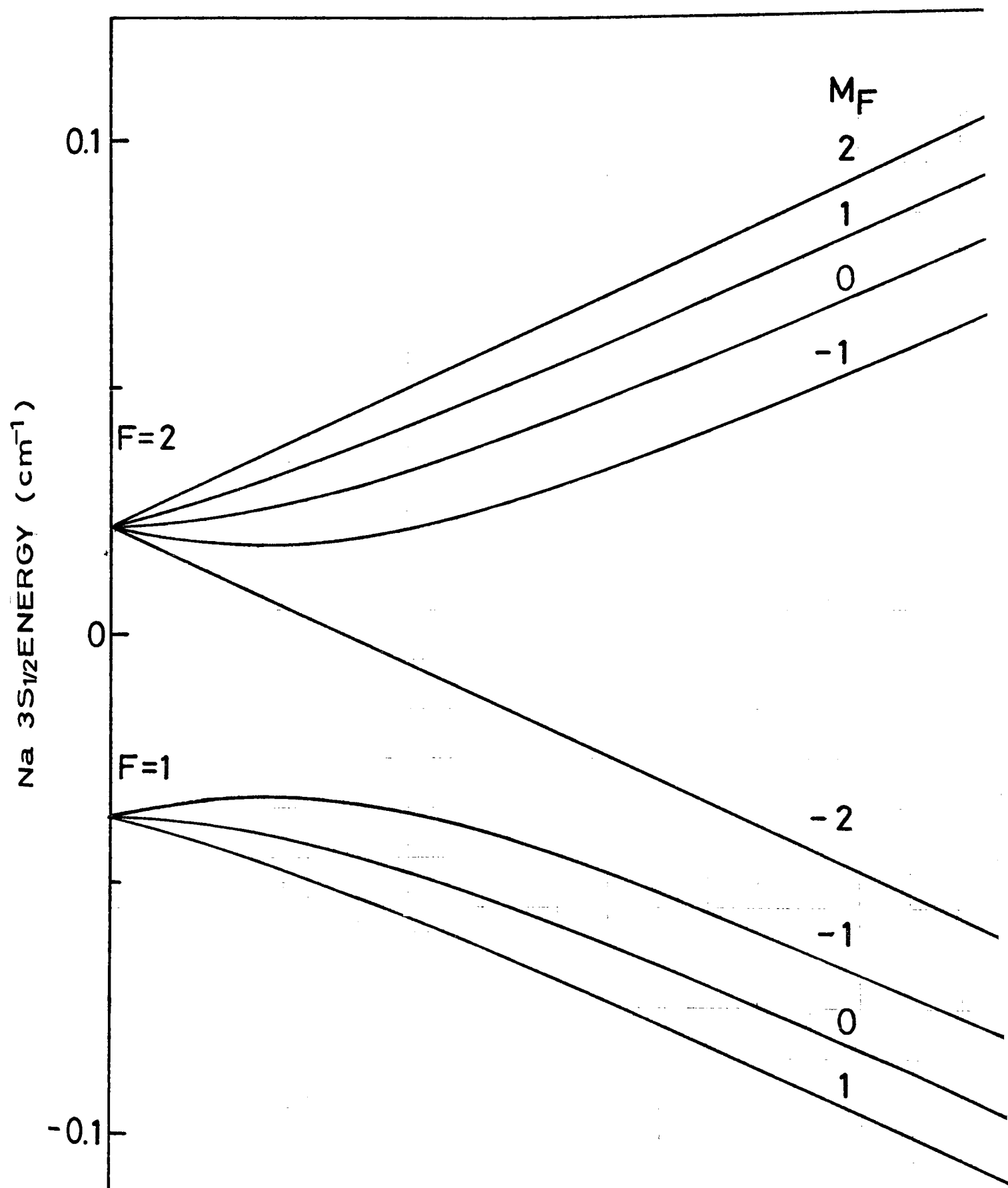


Fig. 2



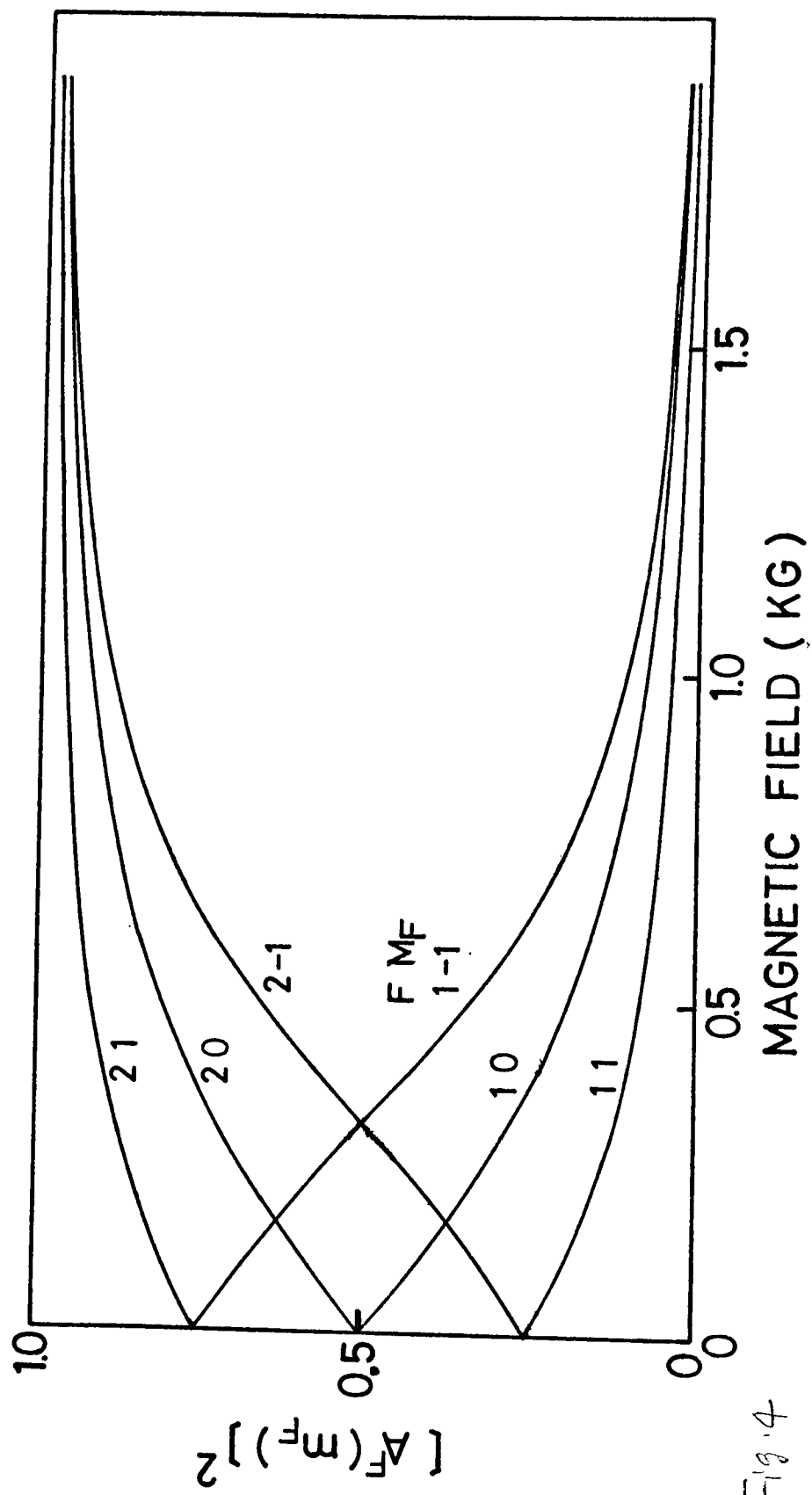
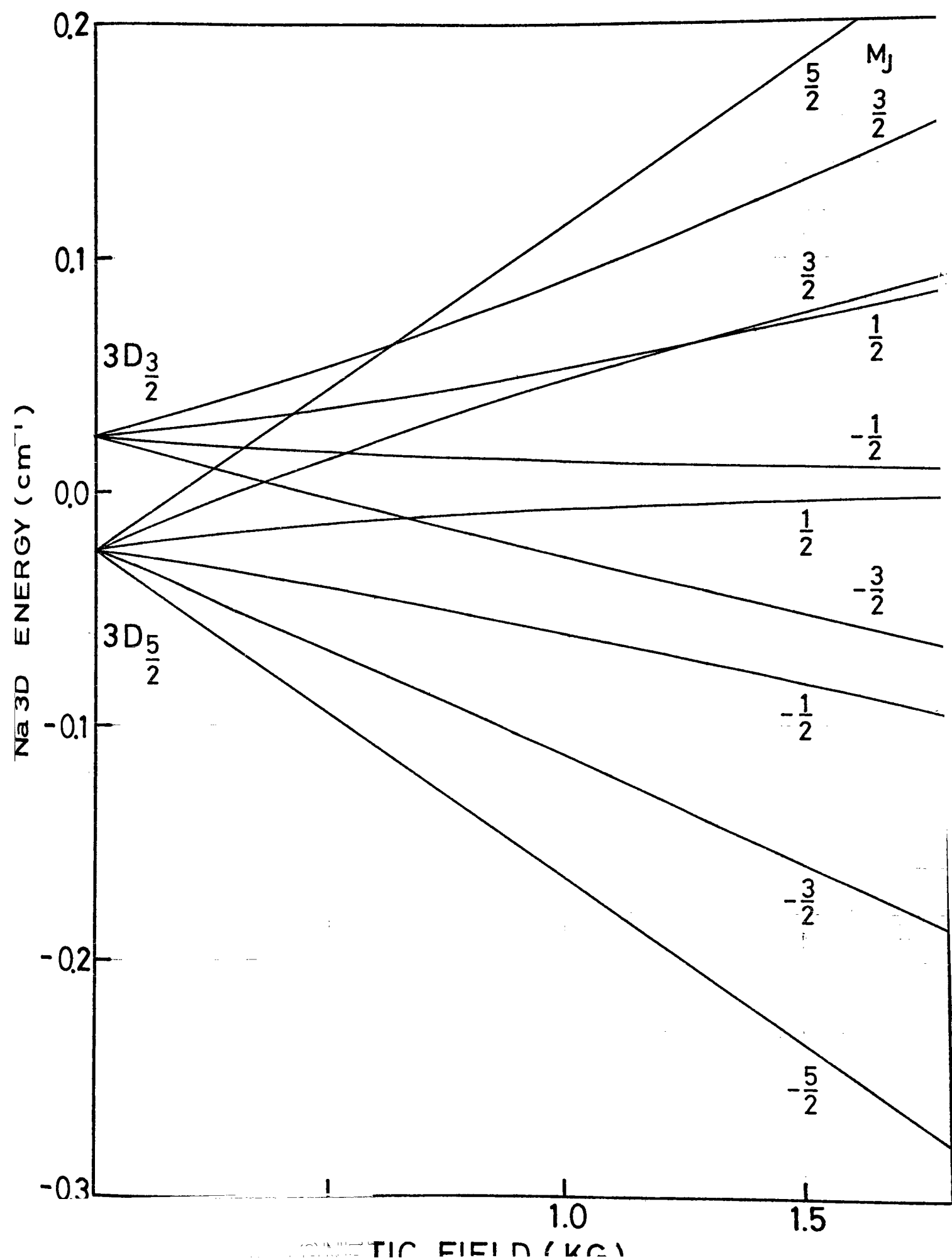


Fig. 4



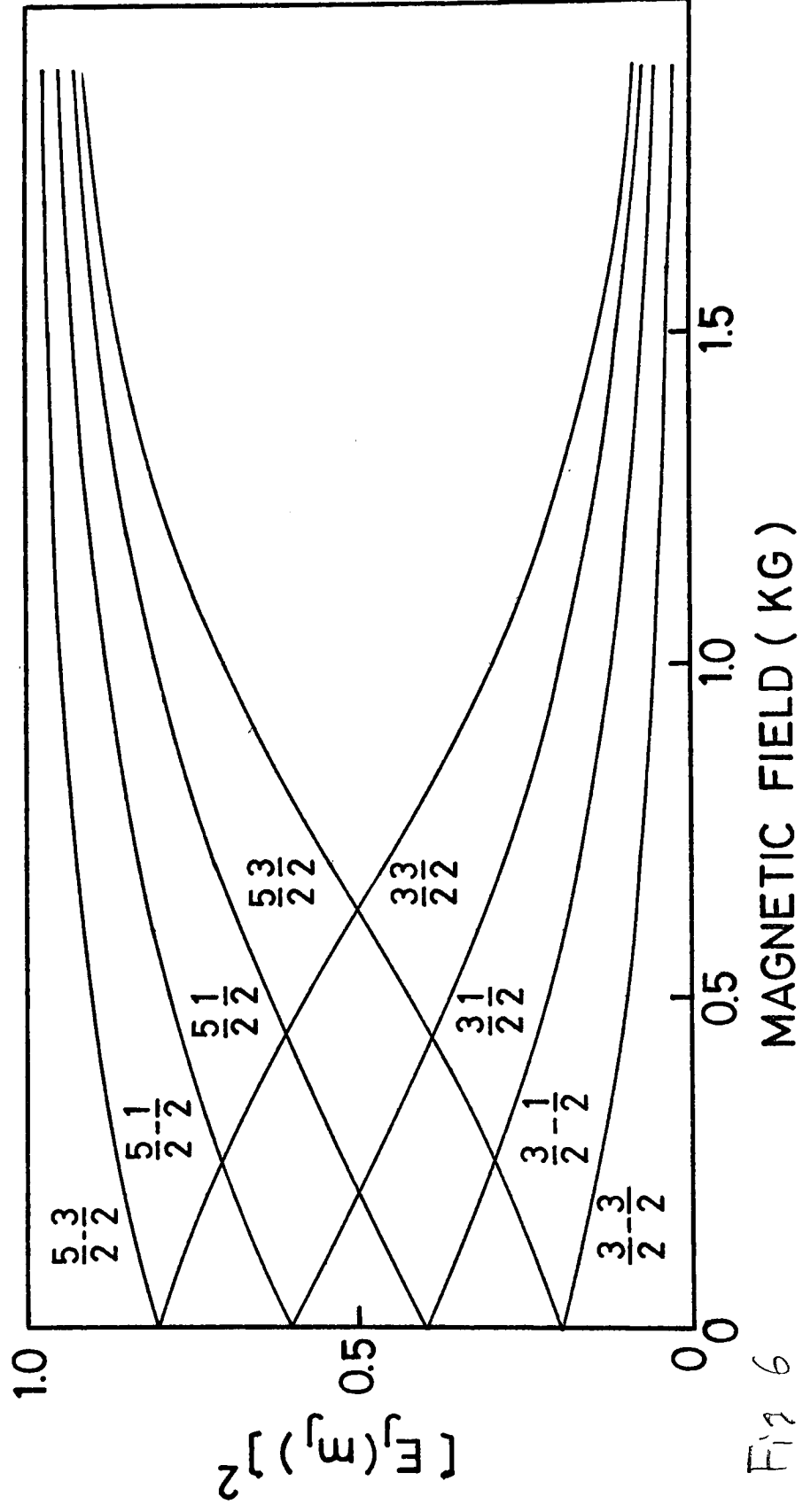


Fig 6

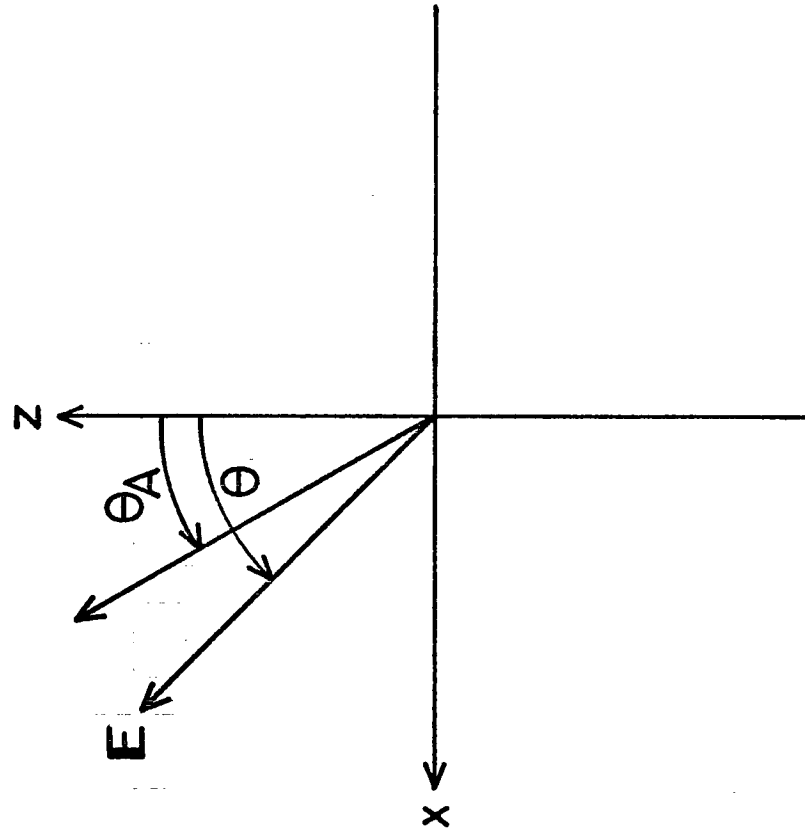


Fig. 7

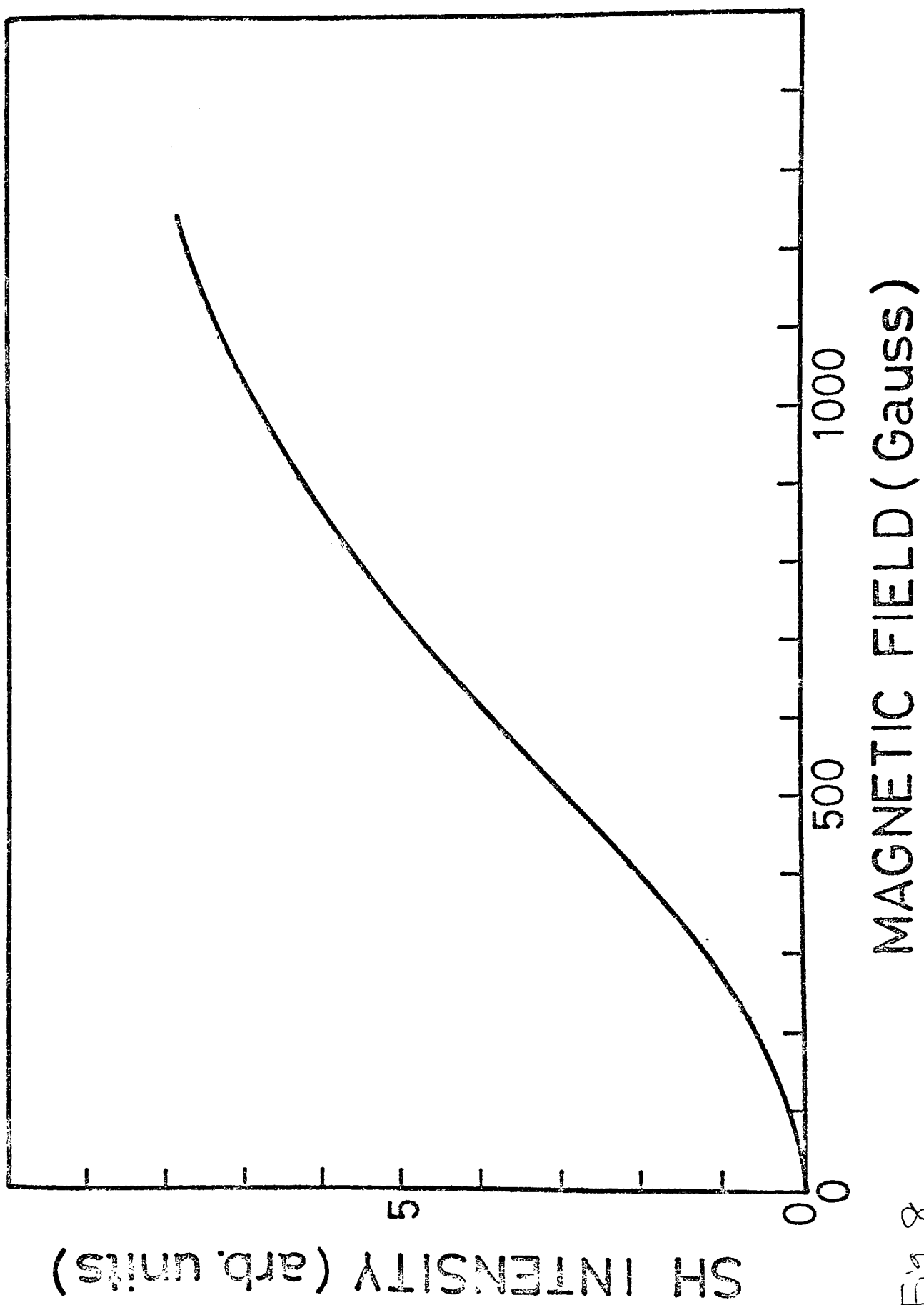


Fig 8

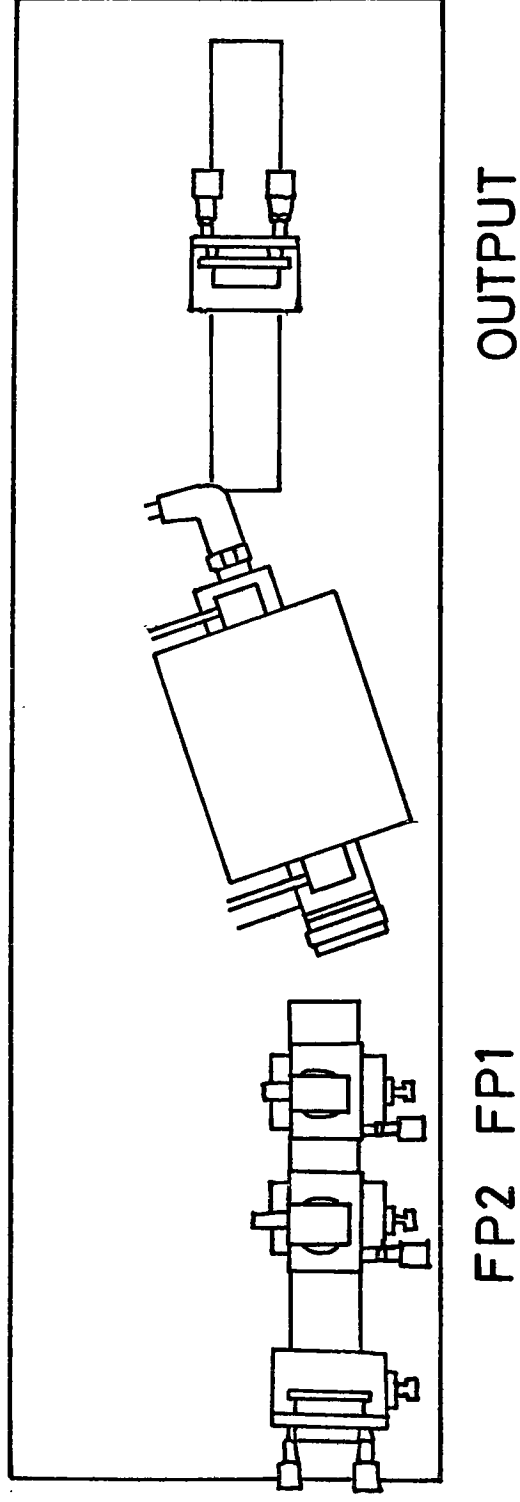


Fig. 9

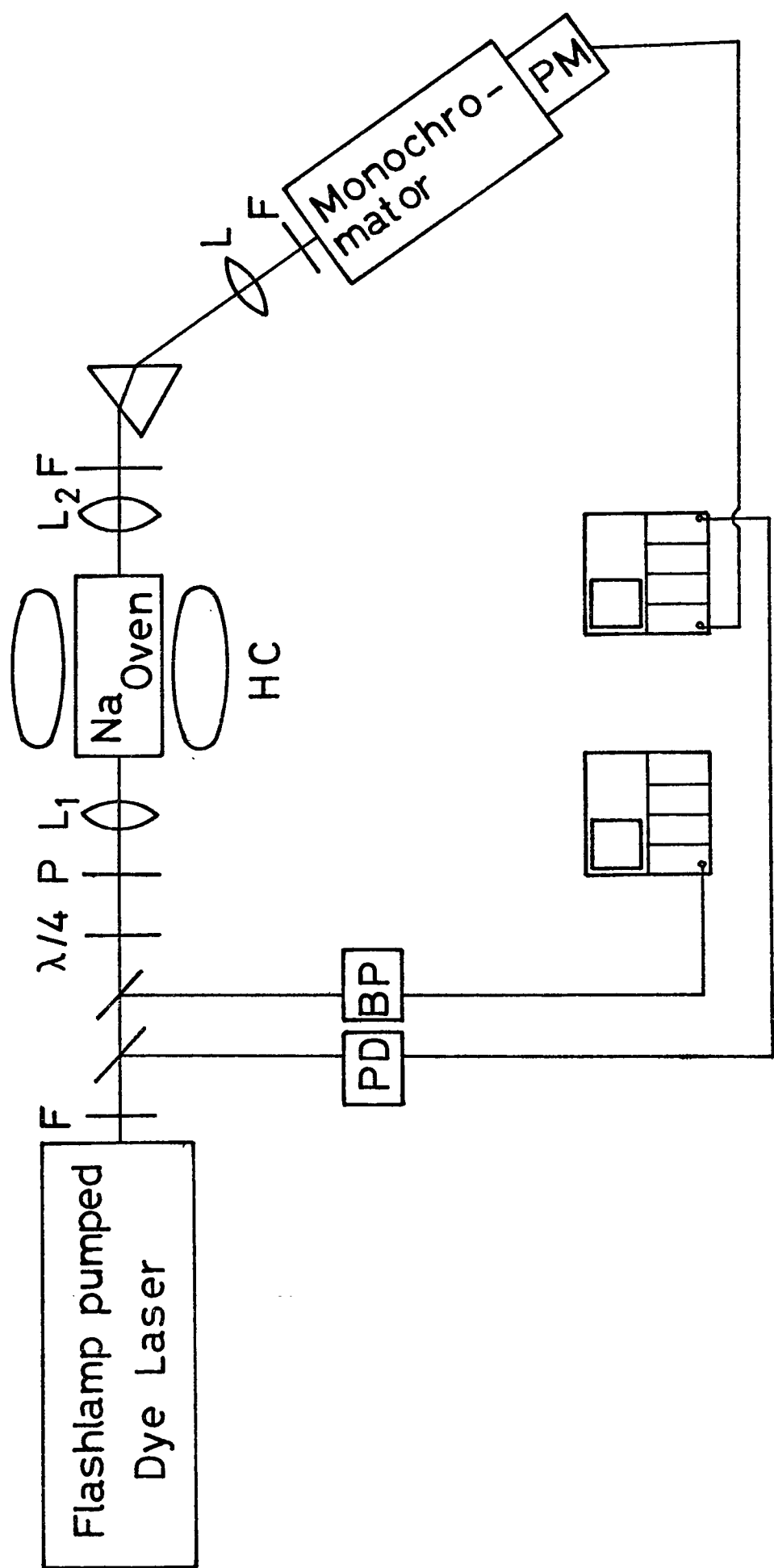


Fig. 10

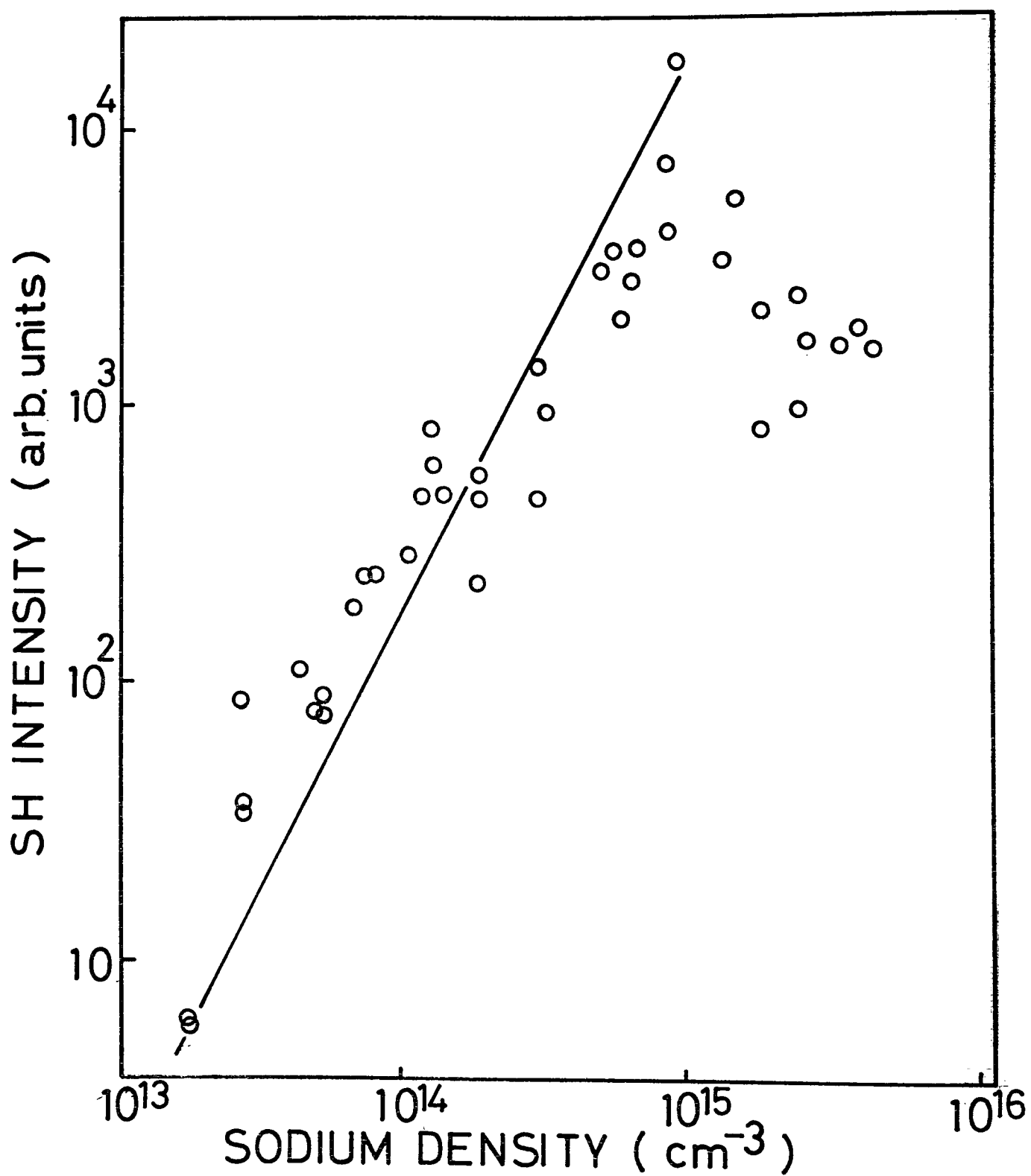


Fig. 11

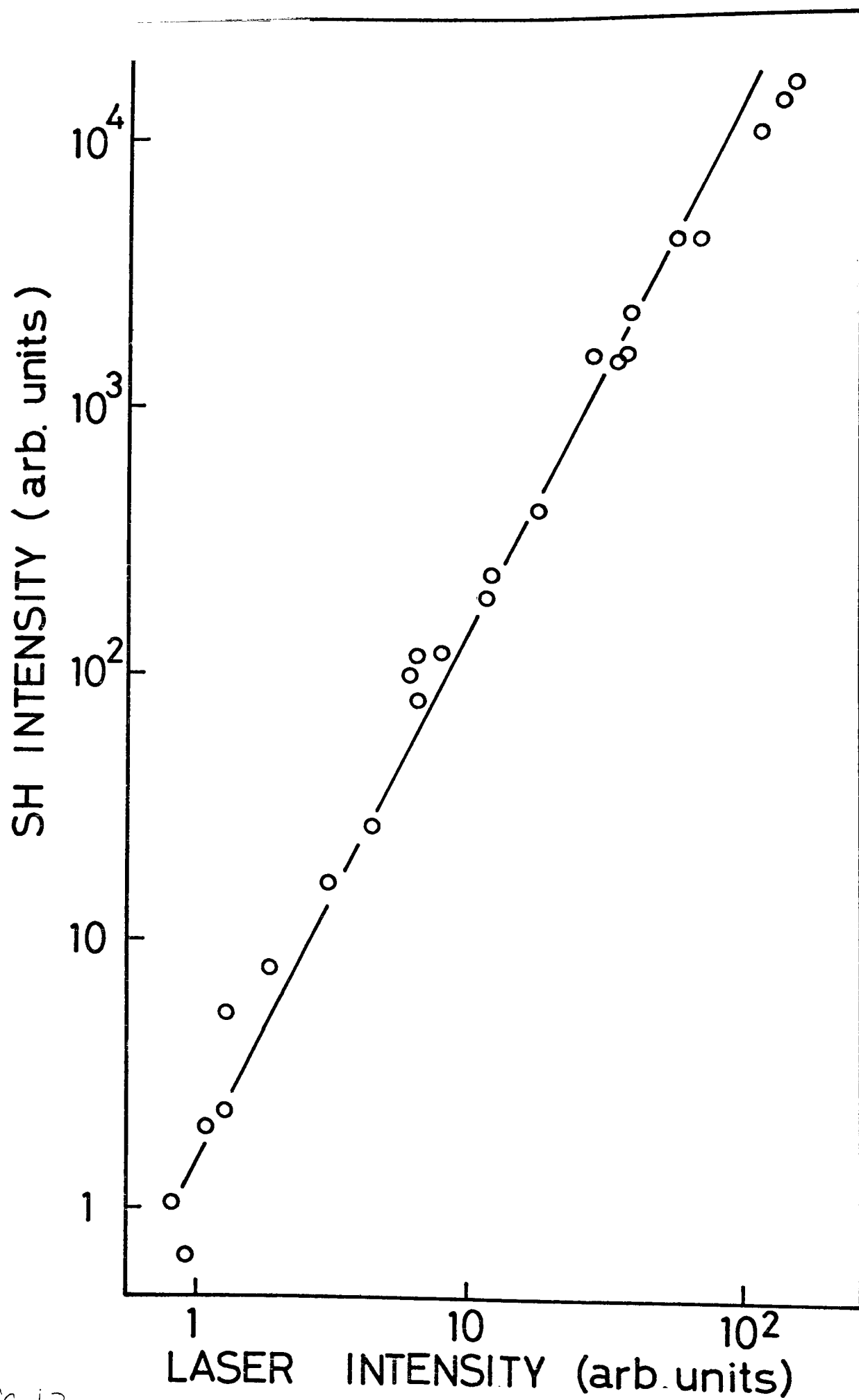


Fig. 12

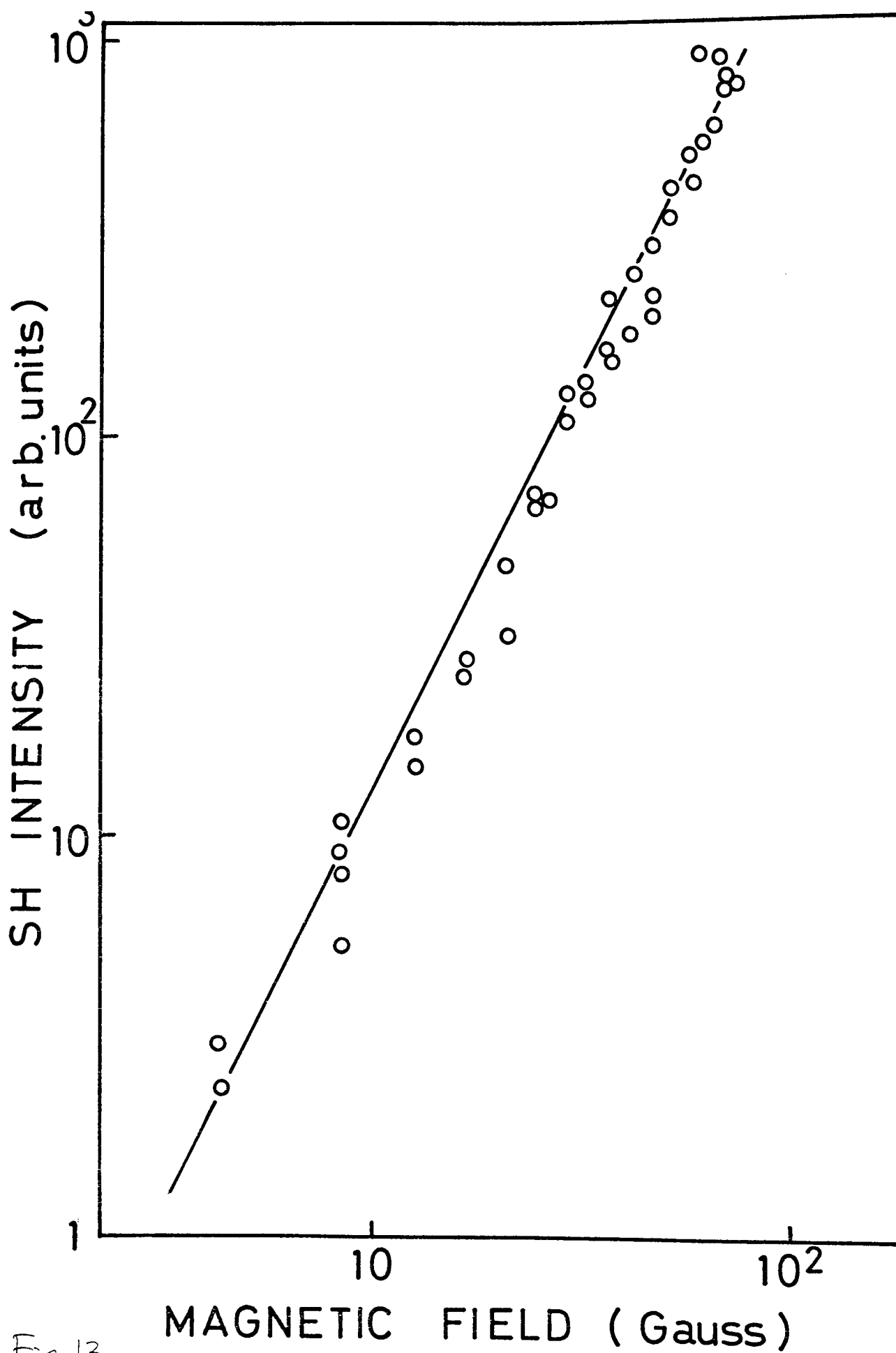


Fig. 13

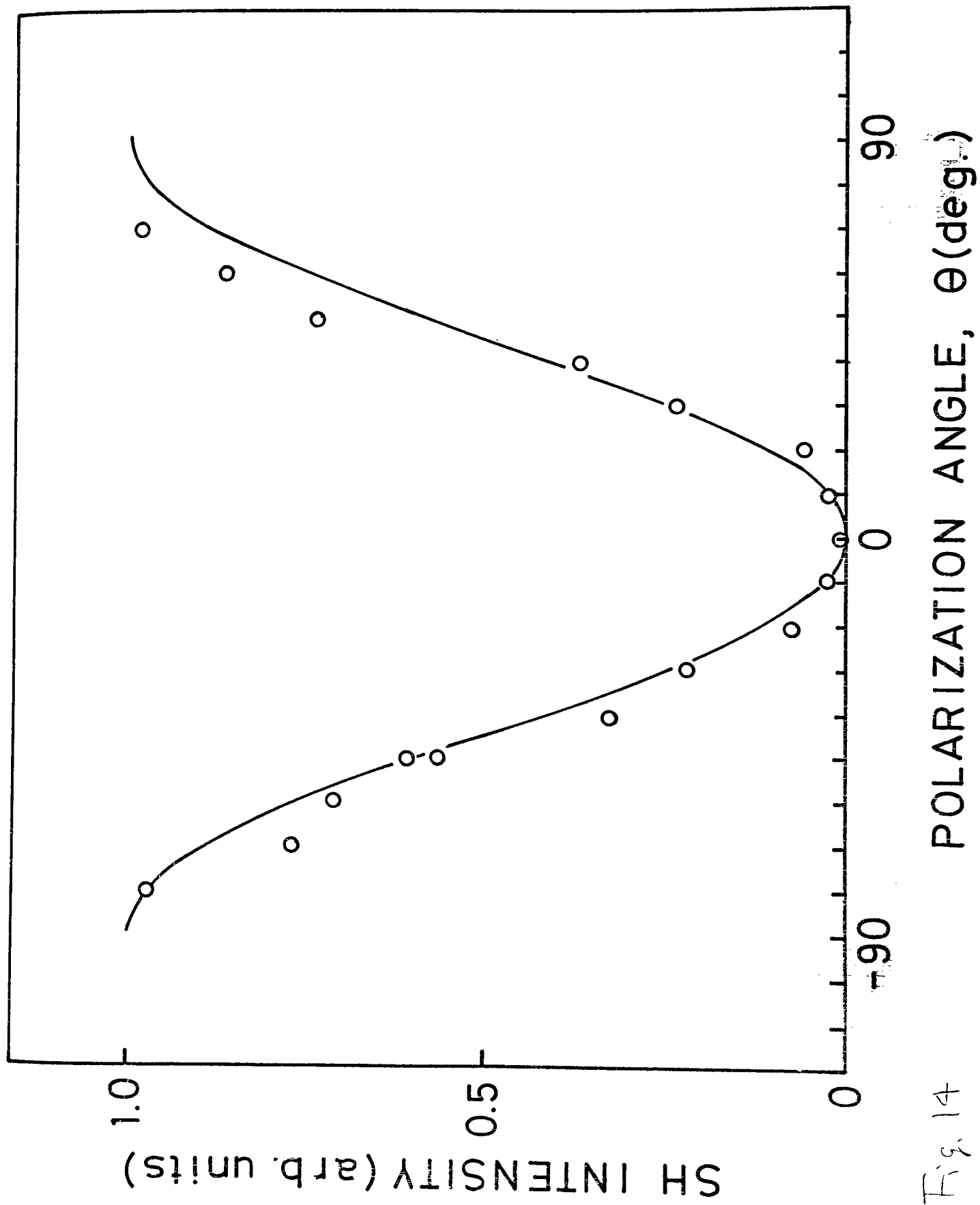


Fig. 14

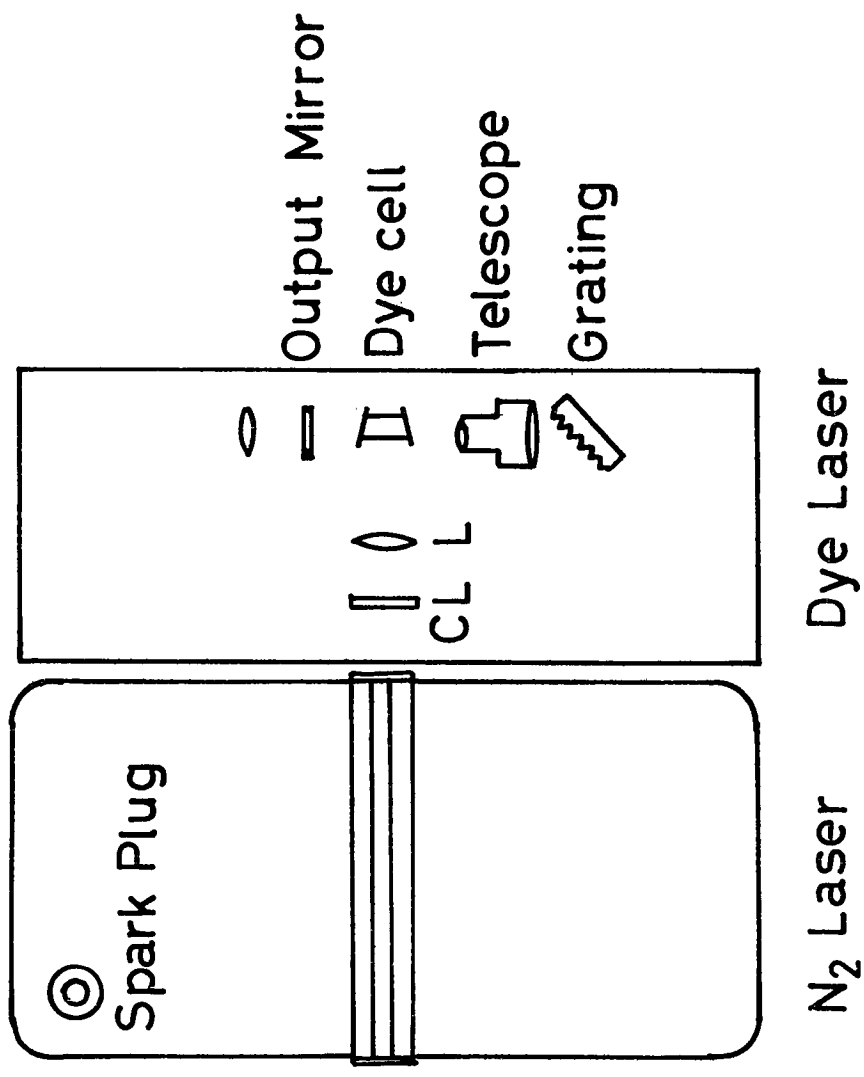


Fig 15.

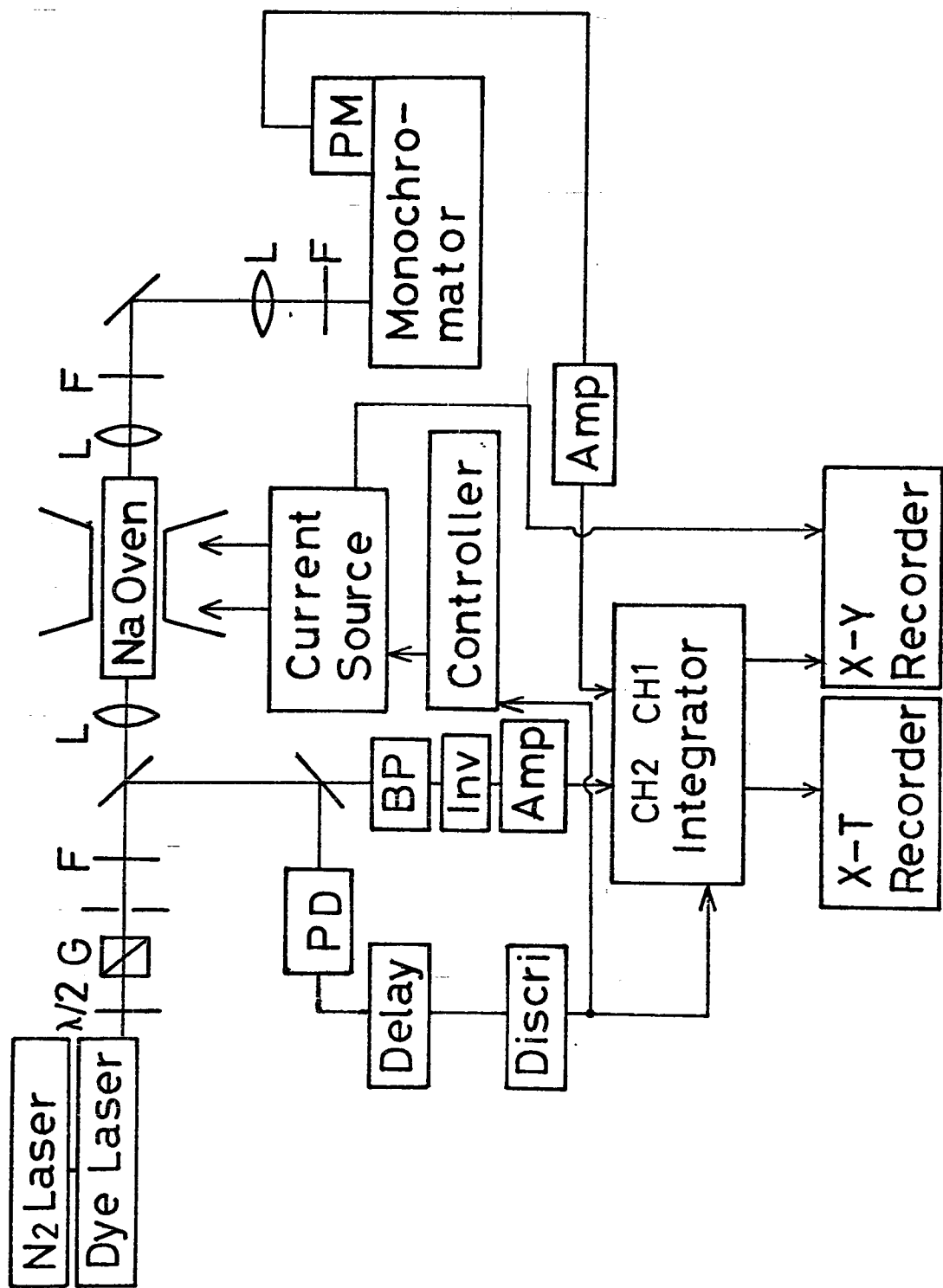


Fig. 17

SH INTENSITY (arb. units)

2

1

0

0

0.5

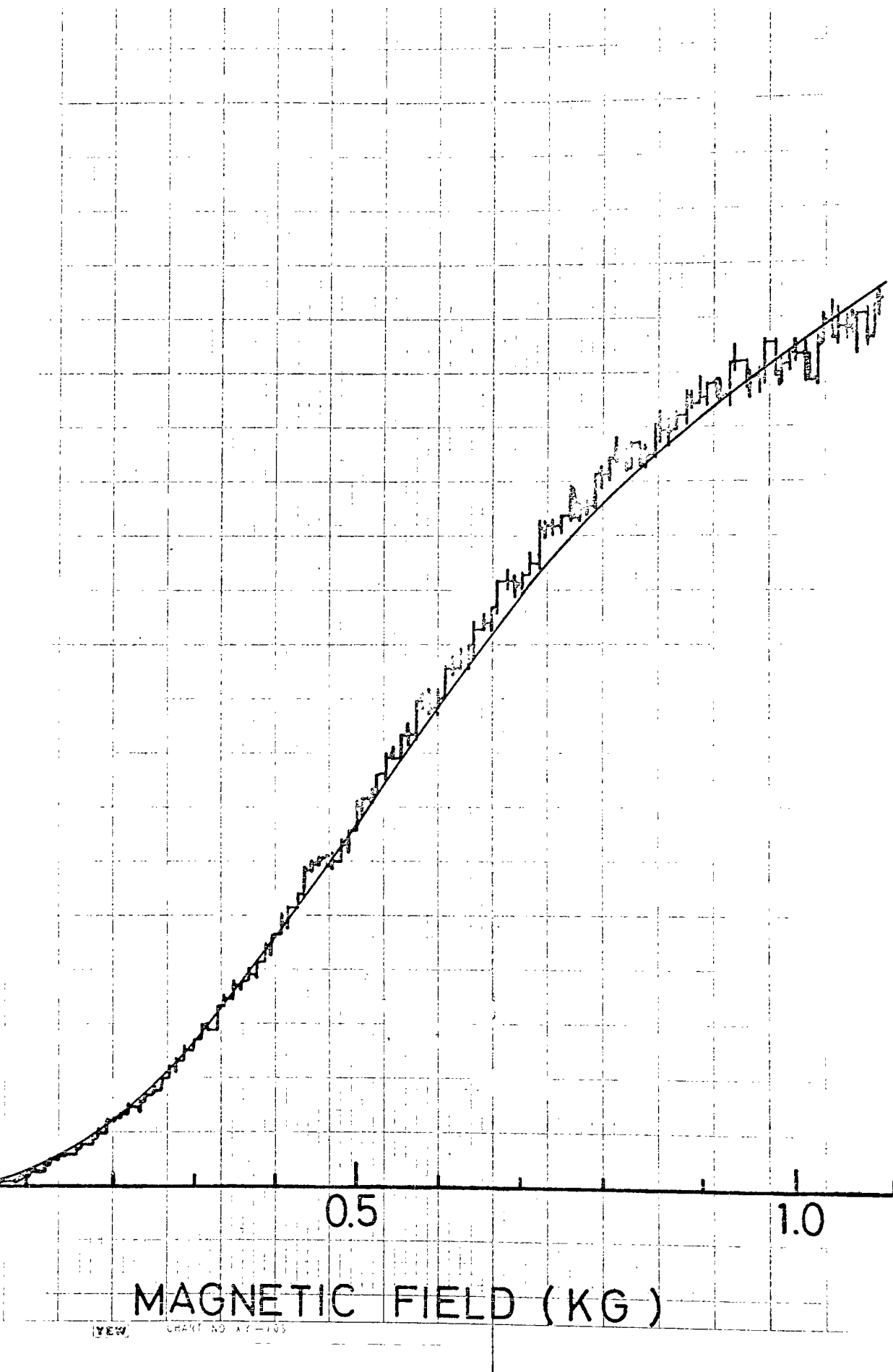
1.0

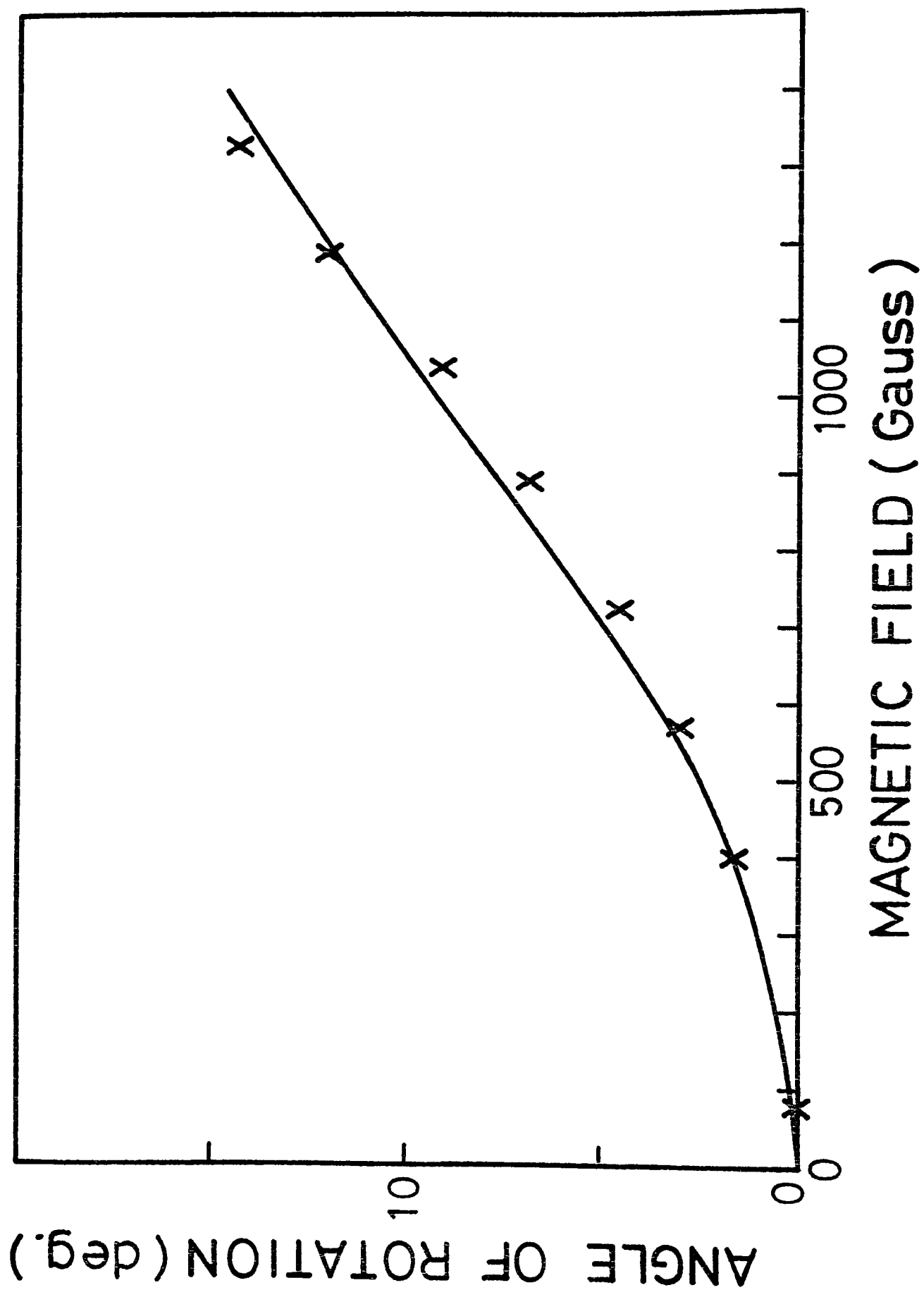
MAGNETIC FIELD (KG)

Y&W

CHART NO. X7-105

F₂ 12





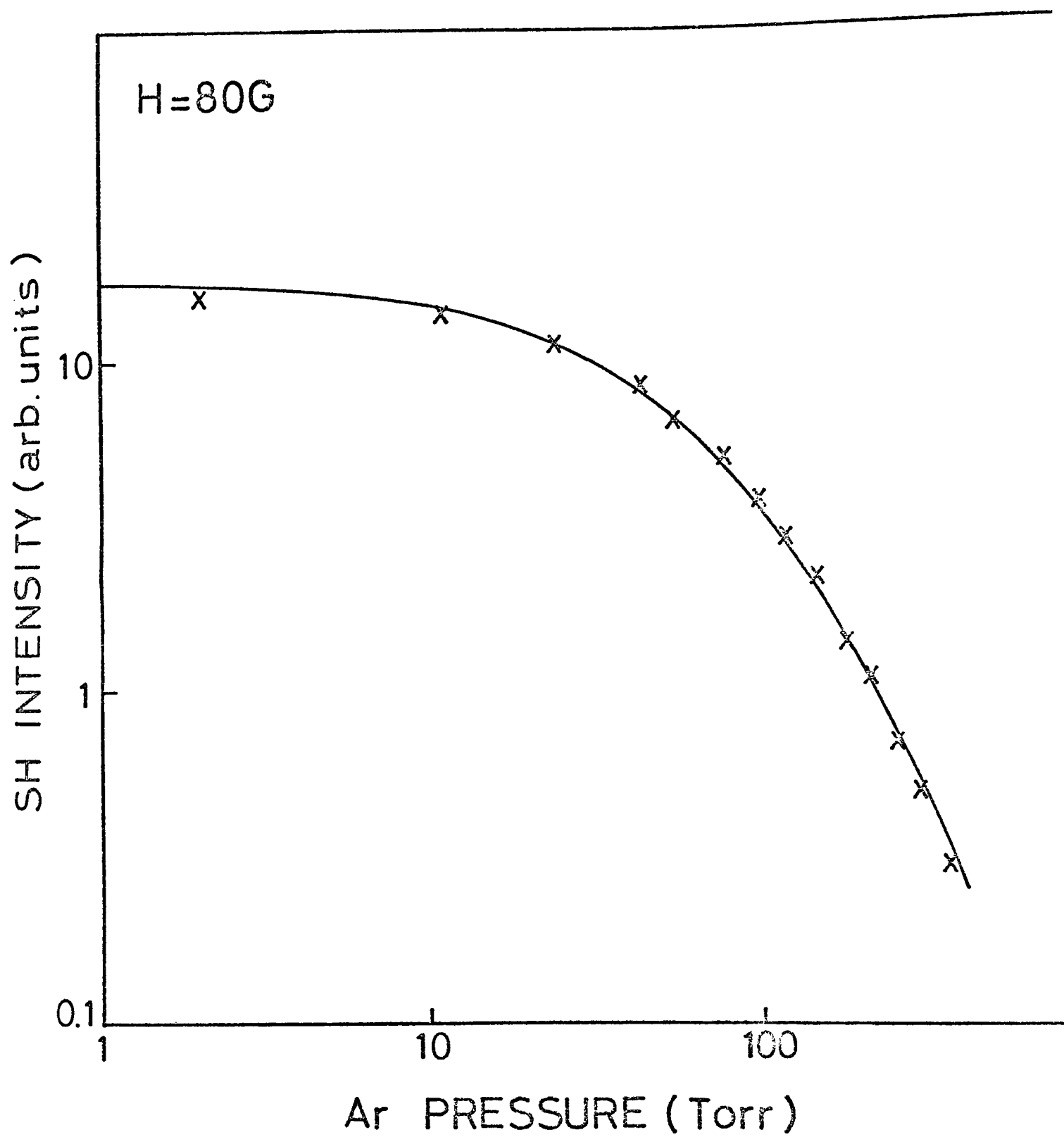


Fig 20